



VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

FAKULTA STROJNÍHO INŽENÝRSTVÍ

FACULTY OF MECHANICAL ENGINEERING

ENERGETICKÝ ÚSTAV

ENERGY INSTITUTE

**APLIKACE RYCHLOSTNÍ SONDY SE ŽHAVENÝMI
DRÁTKY PŘI MĚŘENÍ RYCHLOSTNÍHO POLE ZA
AUTOMOBILOVOU VYÚSTKOU**

APPLICATION OF AN ANEMOMETRIC HOT-WIRE PROBE TO THE MEASUREMENT OF A VELOCITY FIELD
DOWNSTREAM OF AN AUTOMOTIVE VENTILATION OUTLET

DIPLOMOVÁ PRÁCE

MASTER'S THESIS

AUTOR PRÁCE

AUTHOR

Bc. Jan Šíp

VEDOUCÍ PRÁCE

SUPERVISOR

Ing. František Lízal, Ph.D.

BRNO 2018

Zadání diplomové práce

Ústav: Energetický ústav
Student: **Bc. Jan Šíp**
Studijní program: Strojní inženýrství
Studijní obor: Technika prostředí
Vedoucí práce: **Ing. František Lízal, Ph.D.**
Akademický rok: 2017/18

Ředitel ústavu Vám v souladu se zákonem č. 111/1998 o vysokých školách a se Studijním a zkušebním řádem VUT v Brně určuje následující téma diplomové práce:

Aplikace rychlostní sondy se žhavenými drátky při měření rychlostního pole za automobilovou vyústkou

Stručná charakteristika problematiky úkolu:

Reálné rychlostní pole za automobilovou vyústkou větrání je silně ovlivněno tvarem jednotlivých komponent příváděcího potrubí i jednotlivých součástí vyústky, jako je uzavírací klapka, směrovací lamely apod. Cílem práce je provést detailní měření rychlostního pole za automobilovou vyústkou tak, aby získaná data mohla sloužit pro validaci numerických simulací proudění z vyústky.

Cíle diplomové práce:

Popsat principy používané pro měření rychlostního pole za automobilovými vyústkami.
Aplikovat vícedrátkovou termoanemometrickou sondu pro měření rychlostního pole za vyústkou.
Podrobně proměřit rychlostní pole za vyústkou a zpracovat výsledky měření tak, aby umožnily srovnání s numerickou simulací proudění.
Stanovit nejistotu měření rychlosti při měření termoanemometrickou sondou.

Seznam doporučené literatury:

BRUUN, H. Hot-Wire Anemometry: Principles and Signal Analysis. Oxford, Oxford University Press, 1995. 507 s. ISBN 0-19-856342-6.

JORGENSEN, F. How to measure turbulence with hot-wire anemometers : a practical guide. 1st edition. [s.l.] : Dantec Dynamics A/S, 2001. 56 s.

PAVELEK, M., ŠTĚTINA, J.: Experimentální metody v technice prostředí. Skripta. VUT Brno, 2007.

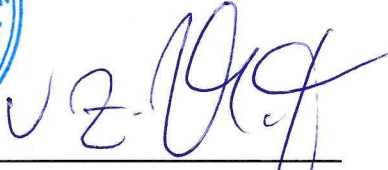
Termín odevzdání diplomové práce je stanoven časovým plánem akademického roku 2017/18.

V Brně, dne 9. 10. 2017



doc. Ing. Jiří Pospíšil, Ph.D.
ředitel ústavu





doc. Ing. Jaroslav Katolický, Ph.D.
děkan fakulty

ABSTRAKT

Diplomová práce se zabývá výzkumem proudění před benchmarkovou automobilní vyústkou. Pomocí termoanemometrie bylo detailně změřeno rychlostní pole v prostoru před vyústkou a vypočtena intenzita turbulence. Byla také provedena numerická simulace proudění vzduchu z vyústky pomocí programu STAR-CCM+. Dále byl zkoumán vliv okolních ploch simulujícími reálné prostředí automobilu na proudění vzduchu z vyústky. Diplomová práce obsahuje výpočet nejistot měření. Smyslem práce je získání komplexních dat o rychlostním poli a jejich následné využití k validaci numerických simulací.

KLÍČOVÁ SLOVA

Termoanemometrie, CTA, drátková sonda, rychlostní pole, automobilní vyústka, numerická simulace, Reynolds-averager Navier–Stokes, Large Eddy Simulation

SUMMARY

This diploma thesis deals with the research of the flow in front of the benchmark automotive vent. Using thermoanemometry, the velocity field in the area in front of the vent was measured in detail and the intensity of the turbulence was calculated. Computational fluid dynamics of the air flow from the vent was also performed using the STAR-CCM + program. In addition, the influence of the surrounding surfaces simulating the real environment of the automobile on the air flow from the vent was investigated. The diploma thesis contains the calculation of measurement uncertainty. The purpose of this thesis is to obtain complex data on the velocity field and to use them for validation of Computational fluid dynamics.

KEYWORDS

Hot Wire Anemometry, CTA, wire probe, velocity field, automotive vent, Computational fluid dynamics, Reynolds-averager Navier–Stokes, Large Eddy Simulation

BIBLIOGRAFICKÁ CITACE

ŠÍP, J. *Aplikace rychlostní sondy se žhavenými drátky při měření rychlostního pole za automobilovou vyústkou*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, 2018. 103 s. Vedoucí diplomové práce Ing. František Lízal, Ph.D.

ČESTNÉ PROHLÁŠENÍ

Prohlašuji, že jsem diplomovou práci *Aplikace rychlostní sondy se žhavenými drátky při měření rychlostního pole za automobilovou vyústkou* vypracoval samostatně za použití podkladů uvedených v seznamu literatury.

V Brně dne 24. května 2018

.....

Bc. Jan Šíp

PODĚKOVÁNÍ

Na tomto místě bych rád poděkoval vedoucímu diplomové práce Ing. Františku Lízalovi, Ph.D. za odborné vedení, přátelský přístup, cenné rady, připomínky a čas, který mi věnoval. Poděkování patří rovněž Ing. Jakubu Elcnerovi, Ph.D. za nespočet rad a diskuzí vedených nad problematikou numerických simulací. Dále bych chtěl poděkovat Ing. Janu Pokornému, Ph.D., který mi byl nápomocen při psaní kódu v prostředí MATLABu. Poděkování patří také Ing. Jánů Tuhovčákovi, Ph.D. za jeho pomoc při tvorbě a následné úpravě geometrie modelu. V neposlední řadě bych chtěl poděkovat svému kolegovi Bc. Filipu Molčanovi za čas strávený diskuzemi nad danou problematikou a také za vzájemnou pomoc při zpracování experimentů. Rovněž děkuji své rodině za podporu během celého studia.

Práce vznikla za podpory projektu „Centrum kompetence automobilového průmyslu Josefa Božka TE01020020“ a projektu NETME CENTRE PLUS (LO1202) za finančního přispění Ministerstva školství, mládeže a tělovýchovy v rámci účelové podpory programu „Národní program udržitelnosti I.“

This work was created with the support of the project TE01020020 Josef Bozek Competence Centre for Automotive Industry and LO1202 NETME CENTRE PLUS funded by the Ministry of Education, Youth and Sports of the Czech Republic under the National Sustainability Programme I.

Obsah

Vymezení cílů diplomové práce	13
Úvod	15
1 Teorie proudění.....	17
1.1 Zákony zachování	17
1.2 Popis proudění z vyústky	17
1.3 Rozdělení proudění	19
1.4 Turbulence	20
2 Vhodné anemometrické metody	24
2.1 Dopplerovské metody	24
2.2 Particle Image Velocimetry	26
3 Termoanemometrie.....	29
3.1 Princip termoanemometrie.....	29
3.2 Princip metody CTA	30
3.3 Sondy	31
3.4 Výhody HWA	34
3.5 Omezení metody CTA	35
3.6 Rychlostní kalibrace	35
3.7 Směrová kalibrace.....	37
4 Současný stav poznání.....	39
5 Popis experimentální tratě	41
5.1 Měřicí přístroje	41
6 Popis měření rychlostního pole za vyústkou	43
6.1 Veličiny popisující rychlostní pole	45
7 Nejistoty měření	47
7.1 Výpočetní vztahy pro určení nejistot měření	47
7.2 Výpočet nejistot měření	49
8 Numerická simulace	53
8.1 Úvod do numerické simulace proudění	53
8.2 Metody modelování turbulence	53
8.3 Použité RANS modely turbulence	55
8.4 Použitý LES model turbulence	56
9 Aplikace CFD na proudění z vyústky	57

9.1	RANS	57
9.2	Large Eddy Simulation.....	60
9.3	Test nezávislosti řešení na výpočetní síti	61
10	Výsledky	64
10.1	Výsledky experimentu	64
10.2	CFD.....	65
11	Porovnání dosažených výsledků	67
11.1	Porovnání dle úhlů směrování	67
11.2	Pokles osově rychlosti	73
11.3	Rychlostní profily	75
11.4	Porovnání výsledků s kouřovou vizualizací	79
12	Závěr	81
	Seznam použitých zdrojů	83
	Seznam použitých symbolů a zkratek	85
	Seznam obrázků	89
	Seznam tabulek	91
	Příloha A	95
	Příloha B	97
	Příloha C	99

Vymezení cílů diplomové práce

Cíle definované vedoucím diplomové práce jsou:

1. Provést literární rešerši metod využívaných pro měření rychlostního pole za automobilovými výústkami.
2. S využitím metody CTA experimentálně proměřit rychlostní pole za automobilovou výústkou pro modifikace:
 - proudění vzduchu z výústky do volného prostoru,
 - proudění vzduchu z výústky s obestavěním.
3. Zpracovat naměřená data, aby umožňovala srovnání s numerickou simulací.
4. Stanovit nejistoty měření.

Cíle, kterých má být v diplomové práci dosaženo, byly doplněny autorem diplomové práce. Autor si klade dále za cíl:

5. Za použití metod RANS a LES provést numerickou simulaci proudění vzduchu z výústky.
6. Provést validaci výsledků numerické simulace s experimentem.

Úvod

Pohoda vnitřního prostředí je důležitým faktorem ovlivňujícím člověka, neboť ve vnitřním prostředí tráví převážnou část veškerého času. Není tomu jinak ani v kabinách osobních automobilů, kde optimální podmínky mikroklimatu napomáhají zajistit aktivní bezpečnost cestujících. Proto jsou na pohodu prostředí – zejména tepelnou, kladeny určité požadavky. Mezi kvantitativní veličiny popisující tepelnou pohodu patří např. teplota a vlhkost vzduchu, rychlost proudění nebo intenzita turbulence proudícího vzduchu. Dalším požadavkem na kvalitu vnitřního prostředí kabin automobilů je čistota vzduchu. Všechny výše uvedené požadavky jsou plněny pomocí vzduchotechniky, na kterou je proto kladen patřičný důraz.

Přiváděný vzduch je ve vozidle distribuován vzduchovodem přes vyústky do kabiny automobilu. Právě vyústka, koncový prvek vzduchovodu, má velký podíl na celkovém obrazu proudění v kabině automobilu a na schopnosti zajištění požadovaných podmínek uvnitř kabiny. Proto je tvar a konstrukční provedení nejen vyústek, ale i komponent ve vzduchovodu umístěných před vyústkou předmětem podrobného zkoumání.

Předkládaná diplomová práce se věnuje experimentálnímu určení rychlostního pole za automobilovou vyústkou za použití třídrátkové termoanemometrické sondy. Pozornost je dále věnována vlivu okolních stěn simulujících reálné prostředí automobilu na proudění vzduchu z vyústky.

Autor se dále zabývá numerickými simulacemi proudění vzduchu z vyústky. Data z numerické simulace jsou validována daty z experimentu.

1 Teorie proudění

Proudění neboli pohyb tekutiny je významnou částí nauky o mechanice kontinua. Při matematickém popisu proudění tekutiny se využívají zákony zachování. Jelikož se tyto rovnice využívají při numerické simulaci proudění, budou zde zákony zachování popsány.

1.1 Zákony zachování

Mezi tyto zákony patří zákon zachování hmoty a hybnosti. V případě stlačitelnosti tekutiny nebo v případě přenosu tepla se dále řeší rovnice zachování energie. Tlaková ztráta experimentální tratě je do 100 Pa. Změna hustoty je v takovém případě do 2 % a pro výpočet lze tuto změnu zanedbat.

1.1.1 Zákon zachování hmoty

Zákon zachování hmoty neboli rovnice kontinuity je dána vztahem:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \rho U = 0 \quad (1.1)$$

kde

ρ	$[\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}]$	hustota,
t	$[\text{s}]$	čas,
∇	$[-]$	operátor nabla,
U	$[\text{m} \cdot \text{s}^{-1}]$	rychlost.

Součin ρU bývá v literatuře označován jako hustota toku tekutin.

1.1.2 Zákon zachování hybnosti

Časová změna úhrnné hybnosti soustavy je rovna výslednici vnějších sil působících na soustavu [1]. Matematická formulace zákona zachování hybnosti:

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial (u_i u_j)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} + f_i \quad (1.2)$$

kde:

u	$[\text{m} \cdot \text{s}^{-1}]$	rychlost,
ν	$[\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}]$	kinematická viskozita,
f	$[\text{N}]$	vnější objemová síla.

1.2 Popis proudění z vyústky

Proudí-li vzduch z vyústky do volného prostoru, označujeme tento proud jako volný. V případě proudění vzduchu z vyústky s obestavením se jedná o proud poloohraničený.

Má-li vzduch proudící z vyústky stejné fyzikální vlastnosti jako vzduch v prostoru, do kterého proud vytéká, a je-li toto prostředí klidné, jde o proud zatopený. Pokud je teplota přiváděného vzduchu vyústkou stejná jako teplota vzduchu v místnosti pak se tento proud nazývá proud izotermní [2].

Poté lze popsat proud vystupující z vyústky do volného prostoru jako volný izotermní zatopený proud.

Je-li proud izotermní určíme na základě bezrozměrného Archimédova čísla, vyjadřujícího poměr mezi silami vztakovými a setrvačnými [2]. V blízkosti vyústky dominují setrvačné síly. Poté se vliv setrvačných sil s rostoucí vzdáleností od vyústky stále zmenšuje. Vztah mezi vztakovými a setrvačnými silami v libovolné vzdálenosti od vyústky lze popsat lokálním Archimédovým číslem [3]:

$$Ar_x = \frac{g \cdot X \cdot |T_o - T_i|}{u_0^2 \cdot T_i} [-] \quad (1.3)$$

kde:

g	$[m \cdot s^{-2}]$	tíhové zrychlení,
X	$[m]$	vzdálenost od vyústky,
T_o	$[^{\circ}C]$	teplota vzduchu ve vyústi,
T_i	$[^{\circ}C]$	teplota okolního vzduchu,
u_0	$[m \cdot s^{-1}]$	výtoková rychlost z vyústky.

Archimédovo číslo na výstupu je dáno vztahem:

$$Ar_0 = \frac{g \cdot l_0 \cdot |T_o - T_i|}{u_0^2 \cdot T_i} [-] \quad (1.4)$$

kde:

l_0	$[m]$	charakteristický rozměr vyústky.
-------	-------	----------------------------------

Pro čtyřhrannou vyústku je charakteristický rozměr roven ekvivalentnímu průměru, který je dán vztahem:

$$l_0 = D_e = 1,128 \cdot \sqrt{S_0} = 1,128 \cdot \sqrt{0,00399} = 0,071 \text{ m} \quad (1.5)$$

$$S_0 = \tau \cdot \kappa \cdot S_C = 0,9 \cdot 1,9516 \cdot 0,00204 = 0,00399 \text{ m}^2 \quad (1.6)$$

kde:

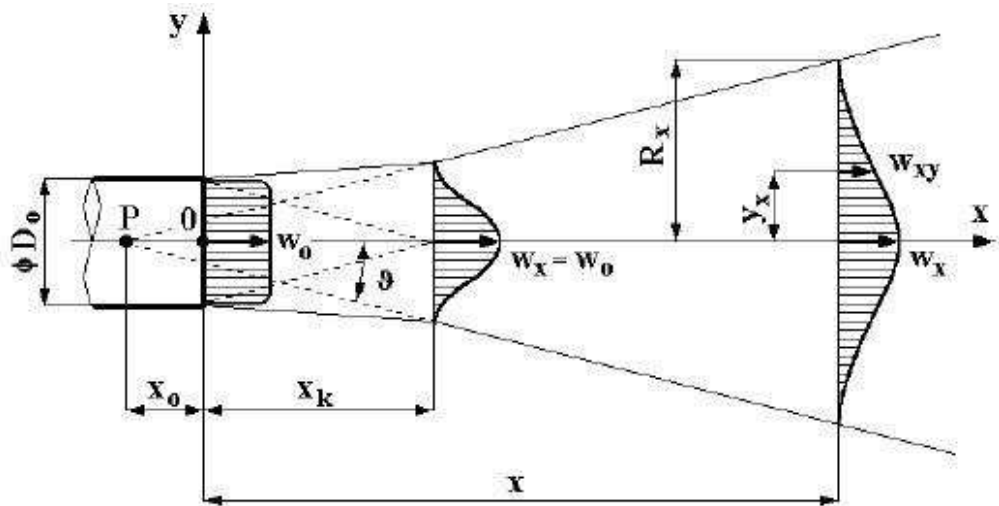
S_0	$[m^2]$	průřez proudu z vyústky,
τ	$[-]$	součinitel zúžení (volena hodnota 0,9)
κ	$[-]$	poměr celkové plochy otvorů ku jmenovitému průřezu vyústky,
S_C	$[m^2]$	jmenovitý průřez vyústky.

Proud je mírně neizotermní pro Archimédovo číslo $Ar_0 \leq 0,001$ a značně neizotermní pro $Ar_0 > 0,01$ [2].

$$Ar_0 = \frac{9,81 \cdot 0,071 \cdot |23,04 - 23,4|}{10^2 \cdot 23,4} = 1,08 \cdot 10^{-4} \quad (1.7)$$

Po dosazení do rovnice dostáváme hodnotu $Ar_0 = 1,08 \cdot 10^{-4}$. Jde tedy o proud **mírně neizotermní**.

Dle [2] je rychlostní pole v blízkosti vyústky ovlivněno jejím tvarem. S rostoucí vzdáleností od vyústky dochází ke kuželovitému rozšiřování turbulentního proudu a k postupnému zvětšování objemu tohoto proudu. S rostoucí vzdáleností od vyústky klesá rychlost proudění. Je-li proud zatopený, šíří se přímočaře ve směru daném osou vyústky. Schéma proudění je zobrazeno na obr. 1.1.



Obr. 1.1 Schéma proudění volného izotermního zatopeného proudu z kruhové vyústky [2]

1.3 Rozdělení proudění

Proudění skutečných tekutin lze dělit na laminární, turbulentní a přechodové. Laminární proudění se vyznačuje uspořádaným pohybem částic ve vrstvách, přičemž nedochází k přemísťování částic po průřezu [4].

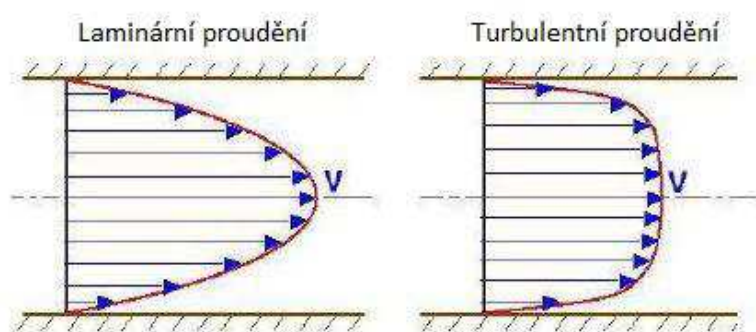
U turbulentního proudění částice konají složený pohyb. Kromě posuvného pohybu částice provádí i pohyb rotační. Z tohoto důvodu je turbulentní proudění vždy vířivé [5]. Rychlostní profily jednotlivých druhů proudění jsou na obr. 1.2. Rozdíl mezi jednotlivými typy proudění je patrný z obr. 1.3.

O jaký druh proudění se jedná, lze určit na základě tzv. Reynoldsova čísla – bezrozměrného podobnostního čísla, které je dáno poměrem mezi setrvačnými a třecími silami. Reynoldsovo číslo je dáno vztahem:

$$Re = \frac{ud}{\nu} [-] \quad (1.8)$$

kde:

u	$[m \cdot s^{-1}]$	rychlost,
d	$[m]$	charakteristický rozměr,
ν	$[m^2 \cdot s^{-1}]$	kinematická viskozita.



Obr. 1.2 Rychlostní profily [6]

1.4 Turbulence

Při vyšších nárocích na tepelnou pohodu mikroklimatu je vhodné vyhodnocovat intenzitu turbulence. Jedná se o fyzikální veličinu, která kvantitativně charakterizuje turbulentní proudění.

V přírodě je mnoho případů turbulentního proudění – proudění vody, pohyb mraků na obloze nebo hořící oheň. Také ve většině inženýrských aplikací se setkáváme s prouděním vykazujícím turbulentní charakter.

Přestože je problém s turbulencí starý jako lidstvo samo, ani dnes nejsme schopni s vysokou přesností předpovídat chování objektů ve stavu turbulence. Turbulence je považovaná za poslední nevyřešený problém klasické fyziky [5]. Výstižný je citát Richarda P. Feynmana: „*Turbulence je jedním z nejdůležitějších jevů, které zatím klasická fyzika uspokojivě nevysvětlila.*“

1.4.1 Definice turbulence

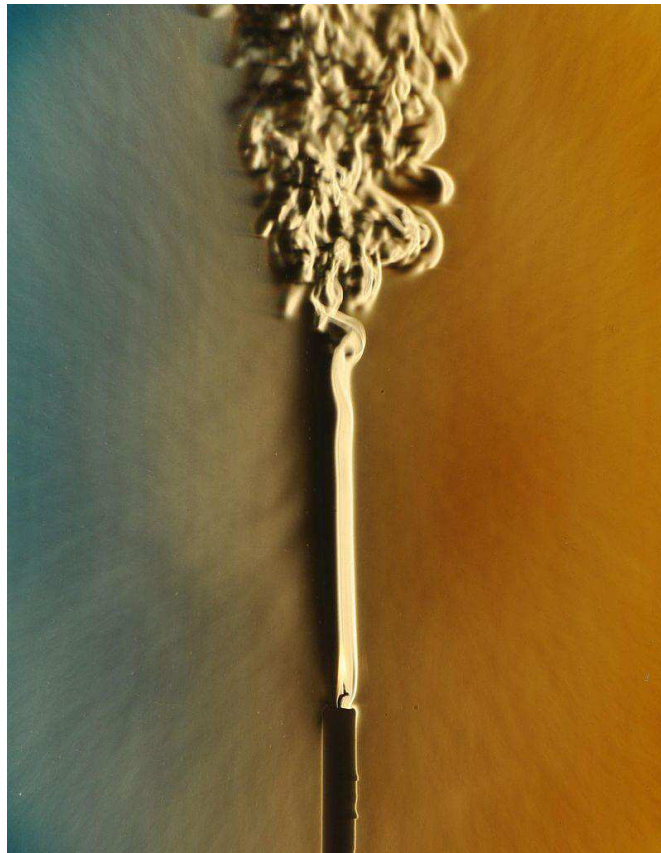
Turbulenci lze zjednodušeně popsat jako nepravidelné proudění v čase a prostoru, přičemž se turbulentní proudění řídí teorií deterministického chaosu¹. Výstižnější než zjednodušená slovní formulace turbulence je ovšem výpis vlastností, které jsou pro turbulentní proudění charakteristické [5]:

- náhodnost – malé poruchy vznikající náhodně mají zesilující charakter a tím se stává předpověď systému nemožná.
- difuzivita – turbulentní proudění se vyznačuje vysokou difuzivitou systému, což je v praxi velmi důležitá vlastnost. Zvýšená difuzivita systému je dána turbulentním transportem.
- vířivost – turbulentní proudění je charakteristické vysokými lokálními hodnotami vířivosti. Pole vířivosti je nehomogenní a nestacionární.
- spektrum měřítek – vírové struktury, nahodile vznikající v turbulentním proudovém poli jsou charakterizovány širokou škálou délkových měřítek. Velikost těchto

¹ Deterministický chaos – jde o proces samoorganizace složitých systémů, kdy vznikají soustavy koherentních struktur, které se řídí dle přírodních zákonů. Z pohledu jedné určité struktury má vývoj systému prvky náhodnosti, z hlediska celku jde však o vývoj deterministický, tj. zákonitý [5].

struktur je shora omezena rozměry smykových struktur, ve kterých se vírové struktury vytvořily. Zdola je velikost vírových struktur omezena velikostí disipativních vírů, jejichž rozměry jsou dána vazkostí tekutiny.

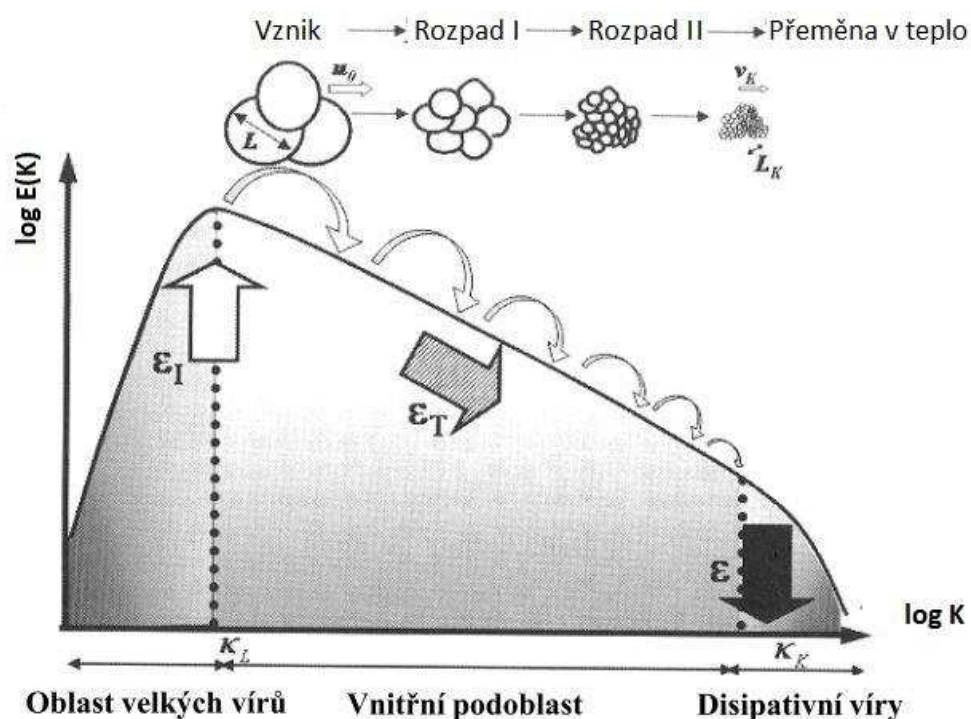
- prostorovost – vírové struktury se vyskytují v prostoru v náhodných místech s náhodnou orientací.
- disipativnost – kinetická energie tekutiny je na úrovni nejmenších vírů přeměňována na teplo, tato přeměna je důkazem další důležité vlastnosti turbulence, konkrétně nevratnosti.
- nelinearita – turbulentní proudění je nelineární. Vznik turbulence je důsledkem uplatnění nelinearit.



Obr. 1.3 Stoupající dým ze svíčky – přechod laminárního proudění do turbulence [7]

1.4.2 Energetická kaskáda

F. L. Richardson v roce 1922 formuloval myšlenku, že vyvinuté turbulentní proudění se skládá z velkého počtu vírů různých měřítek. Největší víry vznikají pomocí nestability



Obr. 1.4 Energetická kaskáda. Převzato a upraveno z [8]

smykových oblastí, jejich velikost je dána rozměrem oblasti proudění a energie je jim předávána z hlavního proudu. Největší víry jsou nestabilní, rozpadají se na menší víry. U menších vírů se opakuje proces rozpadu a předání energie vírům menším. Tento proces nazývaný „energetická kaskáda“ pokračuje až do doby kdy se vírové proudění stává stabilním vlivem vazkých sil. Poté dochází k disipaci kinetické energie na teplo [5]. Princip energetické kaskády je na obr. 1.4.

A. N. Kolmogorov v roce 1941 publikoval článek, který matematicky podložil Richardsonovu teorii energetické kaskády [5].

Oblast velkých vírů je popsána délkovým integrálním měřítkem (někdy též označováno jako Taylorovo makro-měřítko):

$$L = \frac{k^{\frac{3}{2}}}{\varepsilon} \quad (1.9)$$

kde:

L	[m]	délkové integrální měřítko,
k	[m ² ·s ⁻²]	turbulentní kinetická energie,
ε	[m ² ·s ⁻³]	rychlost disipace turbulentní kinetické energie.

Přičemž platí:

$$k = \frac{1}{2} \cdot (\overline{u_x'^2} + \overline{u_y'^2} + \overline{u_z'^2}) \quad (1.10)$$

kde:

$\overline{u'_{x,y,z}}$ [m·s⁻²] průměrná fluktuace rychlosti ve směru osy x respektive y, z .

Dále platí:

$$\varepsilon = -\frac{dk}{dt} \quad (1.11)$$

Velikost vírů ve vnitřní podoblasti je dána Taylorovým mikro-měřítkem:

$$\frac{\lambda}{L} \sim \sqrt{\frac{15\nu}{L \cdot U}} \sim Re^{-\frac{1}{2}} \quad (1.12)$$

kde:

λ [m] Taylorovo mikro-měřítko,
 ν [m²·s⁻¹] kinematická viskozita,
 U [m·s⁻¹] rychlost.

Nejmenší víry, které přeměňují svoji kinetickou energii v teplo, popisuje Kolmogorovo měřítko:

$$\eta = \left(\frac{\nu}{\varepsilon}\right)^{\frac{1}{4}} \quad (1.13)$$

kde:

η [m] Kolmogorovo měřítko.

Dále platí:

$$\frac{\eta}{L} \sim Re^{-\frac{3}{4}} \quad (1.14)$$

2 Vhodné anemometrické metody

V této kapitole jsou popsány anemometrické metody, které jsou vhodné pro měření rychlostního pole za automobilní vyústkou.

2.1 Dopplerovské metody

Jedná se o metody, které jsou založeny na principu Dopplerova jevu². Mezi tyto metody řadíme Laser Doppler anemometry (LDA) a Phase Doppler anemometry (PDA). Obě tyto metody mají následující výhody:

- velmi vysoká přesnost,
- vhodnost pro měření rychlostí v tekutinách,
- měření až tří složek rychlosti současně,
- neintruzivní metody,
- využití optické techniky absolutního měření, nevyžadují tedy kalibraci.

Nevýhody těchto metod jsou:

- nutnost přidání částic,
- neekvidistantní vzorkování,
- místo měření musí být optický přístup.

2.1.1 Laser Doppler anemometry

Tato metoda byla vynalezena vědci Y. Yehem a H. Z. Cumminsem roku 1964 [9]. Metoda LDA je vhodná pro měření okamžité lokální rychlosti, časově střední rychlosti a určování turbulence proudění. Monochromatický laserový svazek procházející tekutinou je rozptýlen při nárazu do částice, která se pohybuje v tekutině. Dochází k posuvu frekvence odraženého paprsku a po porovnání této frekvence s počáteční známou frekvencí zdroje paprsku lze vypočítat rychlost částice [10]. Princip metody LDA je zobrazen na obr. 2.1.

Při použití metody LDA musí tekutina obsahovat částice o velikosti, která je podstatně větší, než vlnová délka použitého světelného zdroje. Velikost těchto částic má průměrnou hodnotu od 0,3 μm až do velikosti několika milimetrů. Obecně se vhodnost částic, které jsou přidávány do tekutiny posuzuje na základě Stokesova čísla, které rozhoduje, zda-li částice budou dostatečně sledovat proudění. Stokesovo číslo je dáno vztahem:

² Dopplerův jev je nám znám od roku 1842, kdy byl objeven rakouským fyzikem Johannem Christianem Dopplerem. K tomuto fyzikálnímu jevu dochází při vzájemném pohybu mezi zdrojem vlnění (ať už jde o vlnění mechanické – zvuk, nebo vlnění elektromagnetické – světlo) a detektorem. Dopplerův jev způsobuje změnu frekvence tohoto vlnění v místě detektoru. Změna je závislá na směru pohybu vlnění vůči detektoru. Vztah pro frekvenci, kterou zachytí detektor (platí pouze pro světlo):

$$f' = f \pm \frac{fu}{u_{sv}} \quad (2.1)$$

kde:

f'	[Hz]	frekvence světla v místě detektoru,
f	[Hz]	frekvence zdroje světla,
u	[m·s ⁻¹]	vzájemná rychlost zdroje světla a detektoru,
u_{sv}	[m·s ⁻¹]	rychlost světla.

$$Stk = \frac{\tau u_0}{D} = \frac{\rho_p C_c d^2 u_0}{18 \mu D} \quad (2.2)$$

kde:

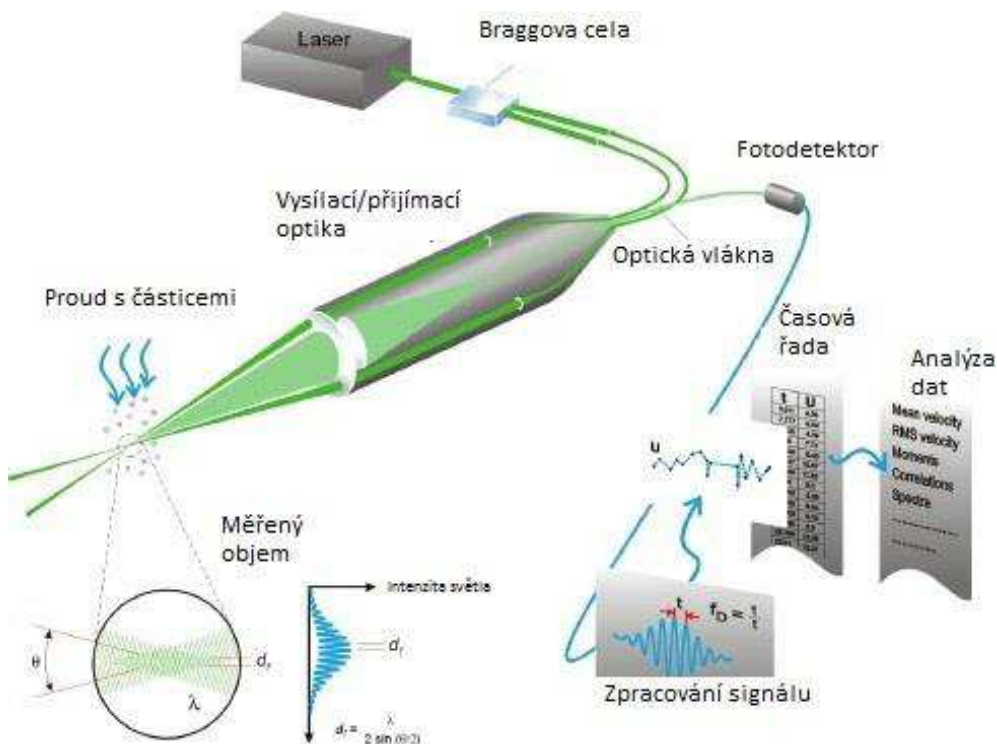
Stk	[-]	Stokesovo číslo,
τ	[s]	relaxační čas částice,
u_0	[m·s ⁻¹]	rychlost proudění tekutiny,
D	[m]	charakteristický rozměr překážky ³ ,
ρ_p	[kg·m ⁻³]	hustota částice,
C_c	[-]	Cunninghamův korekční faktor (~1 pro částice > 1 μm),
d	[m]	průměr částice,
μ	[kg·m ⁻¹ ·s ⁻¹]	dynamická viskozita prostředí.

Je-li splněna podmínka $Stk \ll 1$ lze tyto částice použít jako trasovací. V opačném případě u částic převládají setrvačné síly, nedostatečně kopírují proudění, a proto je nelze použít jako trasovací.

Částice mohou být do tekutiny zaváděny uměle. Dalšími nutnými podmínkami jsou průhlednost kapaliny a optická dostupnost místa, ve kterém má být rychlost měřena.

Metodou LDA lze měřit všechny tři složky vektoru rychlosti současně za použití tří zdrojů světla s navzájem různými optickými vlastnostmi.

V praxi je rozdíl mezi detekovanou frekvencí a frekvencí zdroje světla velmi malý. To klade důraz na použití monochromatického, koherentního zdroje světla s velmi úzkou



Obr. 2.1 Schéma metody LDA. Převzato a upraveno z [9]

³ Typicky její průměr

spektrální čarou. Vyhodnocení lze poté provádět na základě interferenčního obrazce [10, 11].

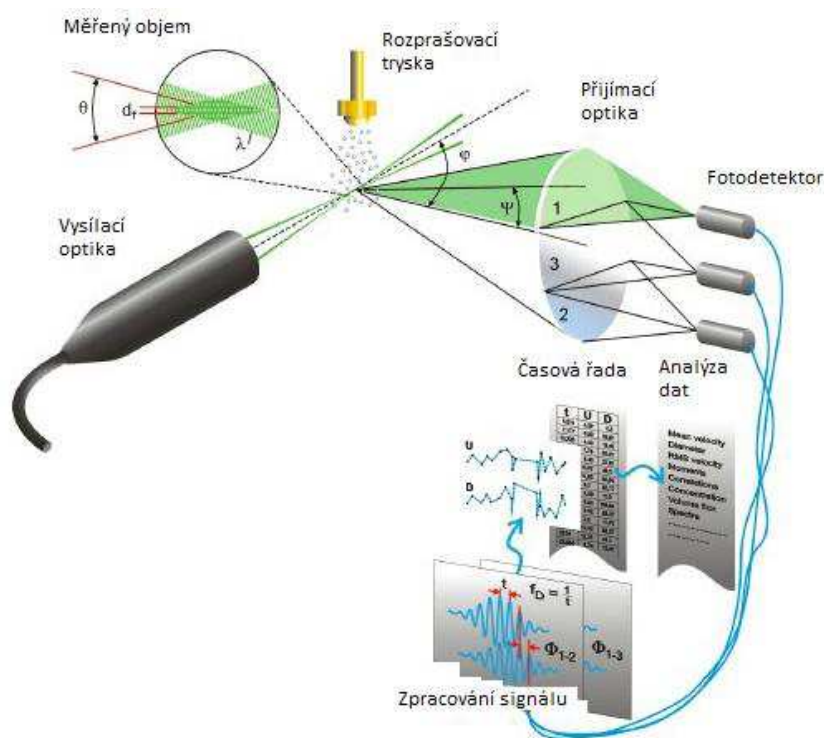
Na základě volby porovnávacího svazku lze systémy LDA dělit na [11]:

- systémy s referenčním svazkem,
- systémy interferenční (diferenční),
- systémy se dvěma směry pozorování.

2.1.2 Phase Doppler anemometry

Metoda PDA je rozšířením metody LDA. Tato metoda je nám známa od roku 1975, a to díky dvojici vědců Durst a Zaré [12]. Princip této metody je stejně jako v předchozím případě založen na měření rozptýleného světla částic, procházející měřicím objemem za pomoci detektorů. Bod měření je definován průsečíkem dvou laserových paprsků a měření je prováděno na jednotlivých sférických částicích, pohybujících se skrz objem vzorku. Částice rozptýlí světlo z obou světelných paprsků a vznikne optický interferenční vzor [12].

Hlavním rozdílem mezi metodami LDA a PDA je počet detektorů. Zatímco u metody LDA pracujeme s jedním detektorem, metoda PDA zahrnuje dva až tři detektory a je vhodná pro měření rychlosti a hmotnostního toku. Touto metodou lze také určit velikost částice, která je úměrná fázovému posuvu mezi dvěma použitými světelnými zdroji [12]. Schéma metody PDA je na obr. 2.2.



Obr. 2.2 Schéma metody PDA. Převzato a upraveno z [12]

2.2 Particle Image Velocimetry

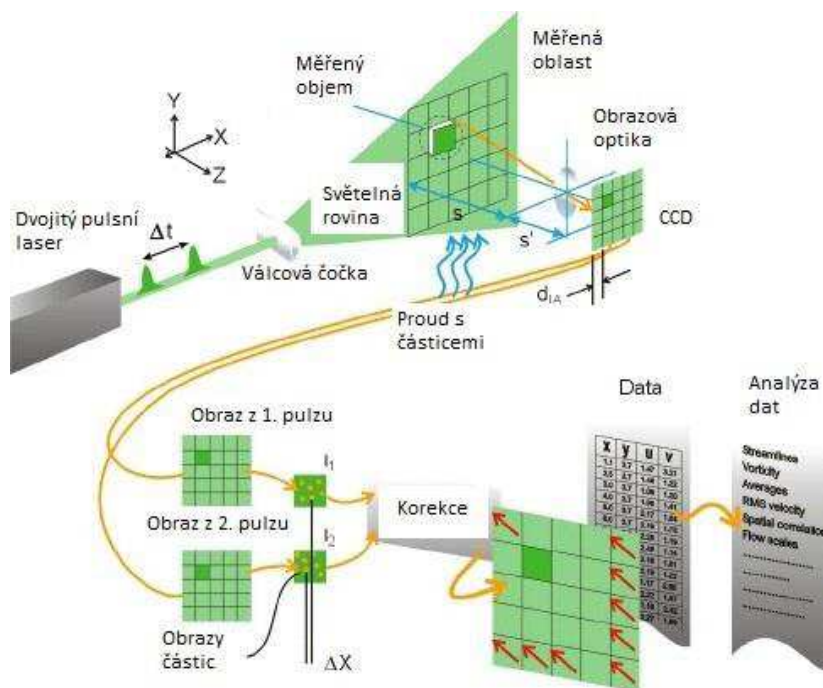
Metoda Particle Image Velocimetry (PIV) byla vynalezena na Univerzitě v Oldenburgu v roce 1984. Tato metoda je vhodná pro určení okamžitého rychlostního pole pomocí částic,

které se zavádí do proudící tekutiny. Na rozdíl od přechozích příkladů zde není využíván Dopplerův jev. Hlavní výhodou metody PIV ve srovnání s metodou PDA je schopnost měřit rychlostní pole v celém řezu tekutiny. Bodové měřicí metody mají vysoké časové rozlišení. Časové rozlišení u metody PIV je dáno vlastnostmi jednotlivých komponent, a to obzvláště frekvencí pulzace laseru a snímkovací frekvencí rychlostní kamery.

Základními komponenty jsou částice umístěny do tekutiny. Vhodnými částicemi jsou např. bublinky helia, aerosol nebo částice z polymerních materiálů.

Mezi další komponenty metody PIV patří optika zavádějící světelný paprsek do zkoumaného média a laser, který osvětluje zkoumanou plochu. U metody PIV je možné použít dva druhy laseru. Prvním typem je laser s kontinuálním emitovaným paprskem (CW laser), který má relativně nízký výkon. Druhým typem je pak pulsní laser, např. Nd:YAG nebo Nd:YFL. Ten je vhodný pro proudění s vysokou rychlostí, jelikož dokáže vytvořit osvětlení s vysokou intenzitou a má vysokou frekvenci pulzace. Jeho nevýhodou je vysoká pořizovací cena [13].

Osvětlená rovina je potom několikrát vyfocena citlivou vysokofrekvenční CCD⁴ kamerou [10]. Řídící jednotka má úlohu dokonalého časového sladění kamery a pulsního laseru. Poté se provede korelační analýza s využitím Fourierovy transformace a určí se výsledný posuv z píku s největší intenzitou. Na základě znalosti posuvu částic a rozdílu času mezi snímky software určí rychlost a směr proudění tekutiny [13]. Takto popsanou metodou PIV jsme schopni získat pouze dvě souřadnice posuvu (Δx , Δy). Princip metody PIV je na obr. 2.3.

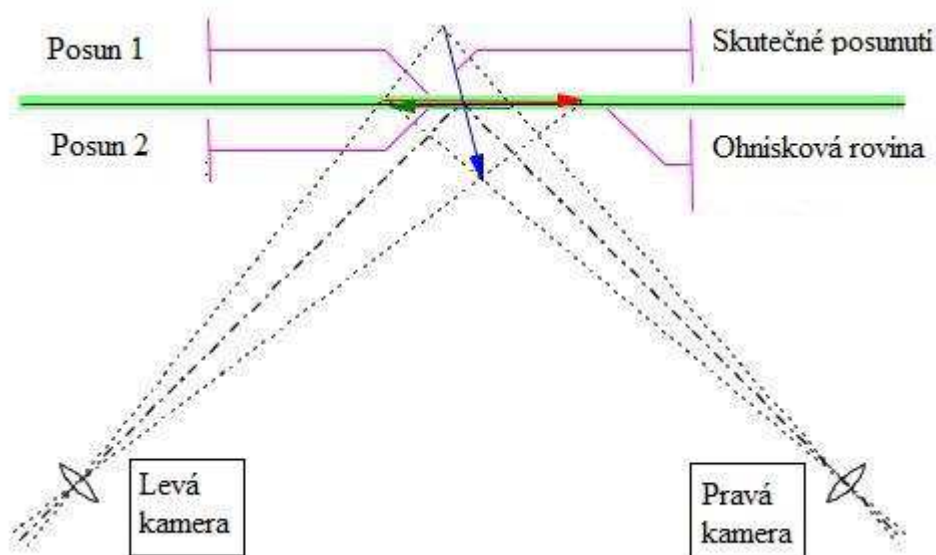


Obr. 2.3 Schéma metody PIV. Převzato a upraveno z [14]

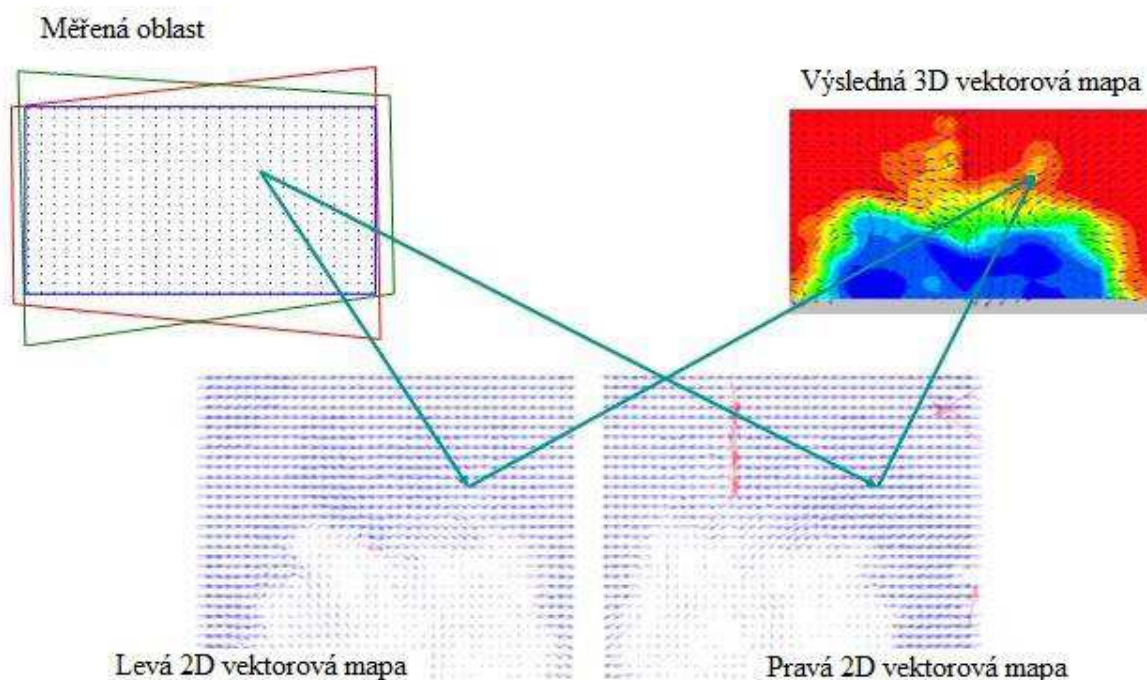
⁴ Z anglického Charge-coupled device

2.2.1 Stereoscopic PIV (SPIV)

SPIV je metoda, při níž jsou použity dvě kamery svírající úhel 90° (viz obr. 2.4) pro snímání měřeného místa. Princip této metody je stejný jako princip lidského oka. Výsledkem měření je získání celkem čtyř posunutí (Δx_r , Δy_r , Δx_l , Δy_l), ze kterých jsme schopni zpětně dopočítat zbývající posunutí Δz . Princip rekonstrukce obrazu je patrný z obr. 2.5.



Obr. 2.4 Schéma SPIV. Převzato a upraveno z [14]



Obr. 2.5 Rekonstrukce obrazu metody SPIV pomocí software firmy Dantec Dynamics. Převzato a upraveno z [14]

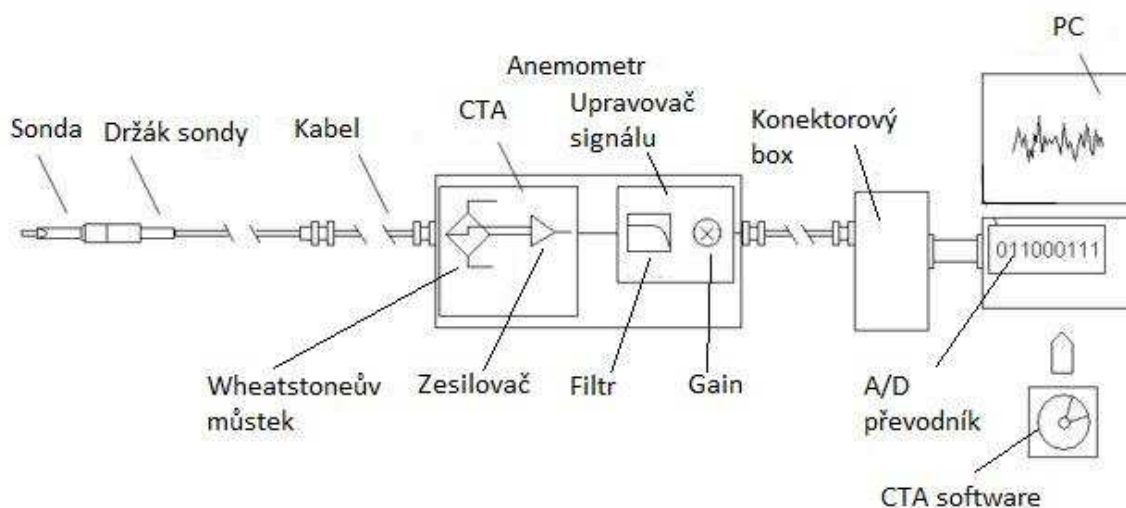
3 Termoanemometrie

Termoanemometrie (HWA⁵) je intruzivní metoda, která je vhodná pro laboratorní měření rychlosti tekutiny včetně fluktuace rychlosti. Termoanemometrie byla vynalezena v polovině minulého století [15]. V roce 1958 byl na trh uveden první komerční CTA přístroj.

3.1 Princip termoanemometrie

Princip HWA spočívá v měření konvektivního přenosu tepla ze žhaveného drátku do okolí. Metoda HWA se může odlišovat v elektrickém zapojení.

Princip prvního přístupu spočívá ve žhavení drátku konstantním proudem a bývá nazýván CCA⁶. U této metody dochází vlivem proudění média ke změně teploty drátku. Jelikož odpor drátku je funkcí jeho teploty, mění se i odpor a v závislosti na změně odporu se mění i napětí, které se měří a posléze přepočítává na rychlosti proudění média v jednotlivých bodech.



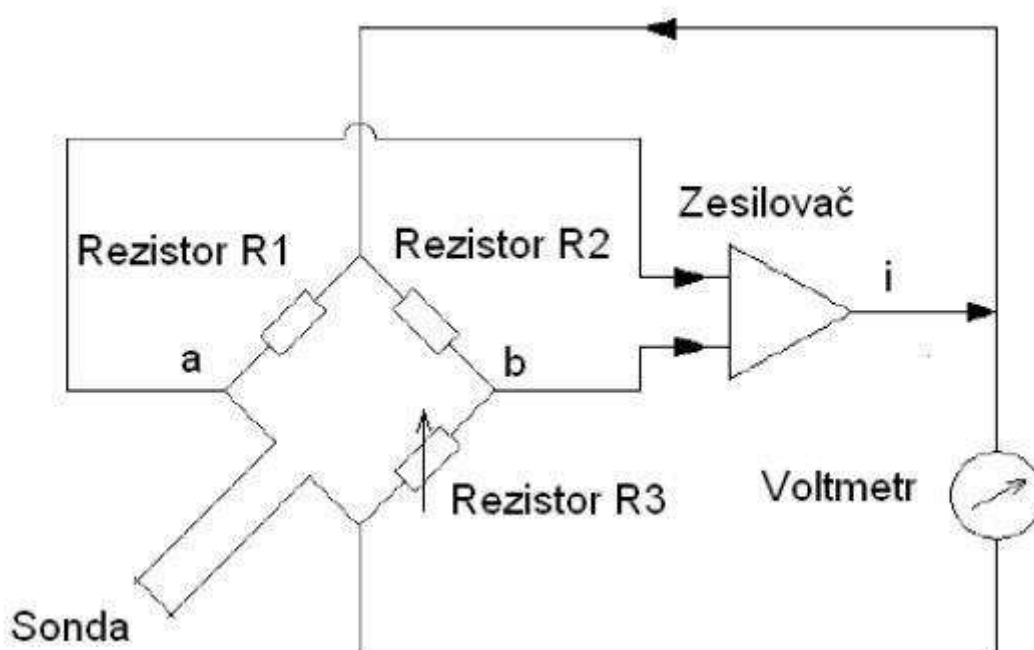
Obr. 3.1 Schématické zobrazení jednotlivých komponent měřicího systému CTA. Převzato a upraveno z [16]

U metody CTA⁷ je drátek žhaven na konstantní teplotu, a tedy i na konstantní odpor. Teplota žhaveného drátku je okamžitě vyrovnávána změnou velikosti elektrického proudu [17]. Schéma metody CTA je zobrazeno na obr. 3.1. Pro měření odporu žhaveného drátku je využíván tzv. Wheatstoneův můstek spolu se zesilovačem. Schéma okruhu CTA je na obr. 3.2. Jelikož byla metoda použita při experimentu v rámci této diplomové práce, bude popsána podrobněji.

⁵ Z anglického Hot Wire Anemometry

⁶ Z anglického Constant Current Anemometry

⁷ Z anglického Constant Temperature Anemometry



Obr. 3.2 Schéma okruhu CTA [18]

3.2 Princip metody CTA

Přenos tepla mezi povrchem drátku a proudící tekutinou lze popsat dle Newtonova ochlazovacího zákona:

$$\dot{Q} = \alpha S \cdot (t_w - t_\infty) \quad (3.1)$$

kde:

\dot{Q} [W]	tepelný tok,
α [W·m ² ·K ⁻¹]	součinitel přestupu tepla,
S [m ²]	teplosměnná plocha žhaveného drátku,
t_w [°C]	teplota povrchu elementu,
t_∞ [°C]	teplota proudící látky.

Poměr mezi konvektivním a konduktivním přenosem tepla definuje Nusseltovo číslo:

$$Nu = \frac{\alpha D}{\lambda} \quad (3.2)$$

kde

Nu [–]	Nusseltovo číslo,
D [m]	charakteristický rozměr ⁸ ,

⁸ Charakteristickým rozměrem je v tomto případě průměr žhaveného drátku

λ [$\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$] součinitel tepelné vodivosti.

Vztah pro příkon způsobující elektrický ohřev elementu je definován:

$$P = RI^2 \quad (3.3)$$

kde:

P [W] příkon,
 R [Ω] odpor žhaveného elementu,
 I [A] proud procházející žhaveným elementem.

Po dosazení vztahu (3.2) do rovnice (3.1) a s využitím znalosti o rovnosti pravých stran (3.1) a (3.3) dostáváme rovnici, ze které vychází princip termoanemometrie:

$$RI^2 = \frac{\lambda \cdot Nu}{D} \cdot S \cdot (t_w - t_\infty) \quad (3.4)$$

3.3 Sondy

Sonda se skládá z těla, ze kterého vystupují hroty z nerezové oceli, nebo z niklu. K hrotům jsou dle potřeby připevněny pomocí bodového svaru 1 až 3 senzory. Při měření rychlostního pole trojdimenzionálního proudění je výhodné použít třídrátkovou sondu, která na jedno měření dokáže určit 3 složky vektorů rychlosti a fluktuace rychlosti.

3.3.1 Požadavky na materiály senzorů

Na senzory sondy jsou kladeny určité nároky, které musí být pro správnou funkčnost sondy splněny. V první řadě jsou kladeny požadavky na velikost senzoru, ten musí být miniaturních rozměrů, aby nedošlo k narušení charakteru proudění. S rozměry senzoru souvisí také časová konstanta, kterou lze snížit použitím vhodných materiálů s nízkou hustotou a nízkou tepelnou kapacitou. Pro vysokou citlivost senzoru je nutné volit materiály s vysokým odporem a vysokým teplotním koeficientem odporu. Z hlediska eliminace přenosu tepla ze senzoru sondy na vidlice je nezbytné použít materiál s malou tepelnou vodivostí. Žhavený drátek musí být odolný proti oxidaci. S přihlédnutím k výše uvedeným požadavkům jsou nejčastějšími materiály na výrobu termoanemometrických sond:

- wolfram,
- platina,
- slitina platiny a iridia (v poměru 90–10 % nebo 80–20 %)
- nikl.

Přehled fyzikálních vlastností často využívaných materiálů při výrobě sond je uveden v tab. 3.1.

Tab. 3.1 Fyzikální vlastnosti vybraných materiálů [19]

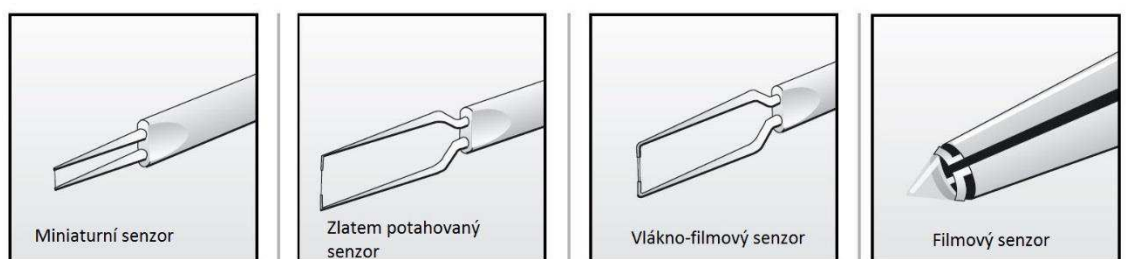
	Jednotka	Wolfram	Platina	PT Rh (10 % Rh)	Pt Ir (20 % Ir)	Nikl
Odpor	$\Omega \cdot m \cdot 10^8$	7,0	10,2	18,9	32,0	6,6
Teplotní koef. odporu	$\% \cdot ^\circ C^{-1}$	0,36	0,38	0,16	0,07	0,64
Hustota	$kg \cdot m^{-3} \cdot 10^3$	19,3	21,5	20,0	21,6	8,9
Tepelná kapacita	$J \cdot kg^{-1} \cdot K$	33,0	31,4	35,4	32,0	105,0
Tepelná vodivost	$W \cdot m^{-1} \cdot K$	178,0	69,0	50,1	25,5	90,5
Pevnost v tahu	$N \cdot m^{-2} \cdot 10^{10}$	2,5	0,3	0,6	1,3	0,7
Max. pracovní teplota	$^\circ C$	300	1200	800	700	400

3.3.2 Rozdělení sond

Měřicí sondy se liší druhem senzorů. Rozeznáváme celkem 4 druhy senzorů (obr. 3.3):

- **miniaturní senzor** – sonda s tímto druhem senzoru je určena pro měření v plynech a nevodivých kapalinách. Průměr drátku se pohybuje v rozmezí 4 až 5 μm , délka drátku je 1,25 mm, přičemž měřicí část je celá délka drátku. Senzor je nejčastěji vyroben z wolframu potaženého platinou.

Sondy s miniaturním drátkem jsou určeny pro proudění tekutin s intenzitou turbulence 5–10 % a s rozsahem rychlostí 0,05–500 $m \cdot s^{-1}$.

**Obr. 3.3** Rozdělení sond dle druhu senzoru [19]

- **zlatem potahovaný senzor** – tento typ senzoru je určen pro měření proudění vzduchu, délka drátku je v tomto případě 3 mm, uprostřed něj se nachází měřicí část senzoru o stejných rozměrech jako v předchozím případě. Aktivní část senzoru je vyrobena z wolframu potaženého platinou, oba neaktivní konce drátku jsou potaženy mědí a zlatem za účelem minimalizování tepelného rušení od vidlic, průměr neaktivní části drátku je 15–20 μm . Vidlice jsou v tomto případě umístěny dále od sebe, což snižuje narušení proudícího média. Tyto úpravy zapříčiňují možnost měření vyšších hodnot intenzity turbulence (0–25 %). Maximální rozsah měřených rychlostí se pohybuje v rozmezí 0,02–200 $m \cdot s^{-1}$.

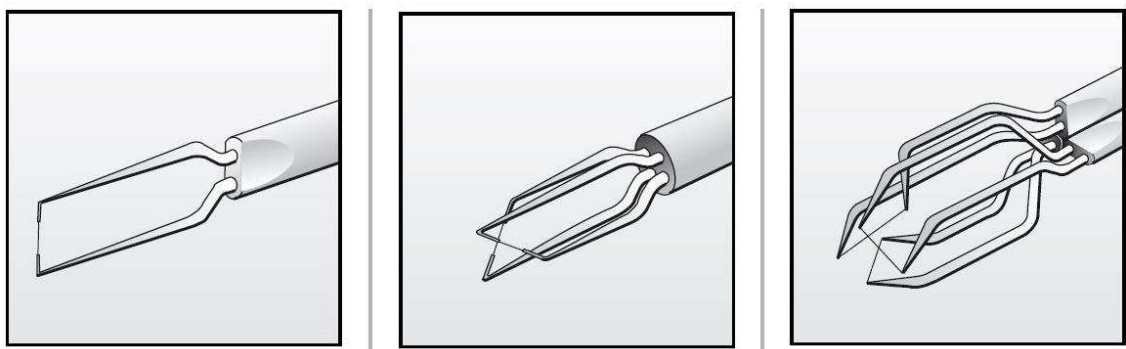
- **vláčno-filmové senzory** – jsou tvořeny křemíkovými vlákny, potaženými niklovým filmem o tloušťce 0,5–2 μm . Tento film je ještě chráněn křemíkovou vrstvou, která plní

ochrannou funkci vůči abrazi. Dále poskytuje elektrickou izolaci pro měření v kapalině, proto se vlákno-filmové sondy dají využít na rozdíl od drátkových sond pro měření ve vodivých kapalinách. Konce drátku jsou potaženy mědí a zlatem. Senzory toho typu mají nejčastěji průměr 70 μm .

- **filmový senzor** je vyroben z vrstvy platiny, nebo niklu. Senzor může mít mnoho tvarů, nejčastěji válcový, nebo kuželový, a je umístěn ve špičce těla sondy. Senzor je navíc potažen tenkou křemíkovou vrstvou.

Přehled vlastností jednotlivých druhů senzoru je uveden v tab. 3.2.

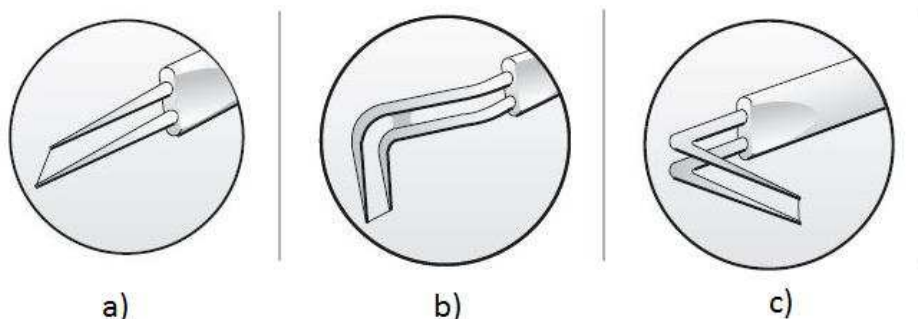
Sondy lze také dělit podle počtu drátků. Existují sondy s jedním, dvěma či třemi drátky – viz obr. 3.4. Při použití vícedrátkových sond je možno měřit více složek rychlosti najednou. Počet složek, které jsme schopni změřit na jedno měření, odpovídá počtu drátků sondy.



Obr. 3.4 Rozdělení sond podle počtu drátků [19]

Mnoho konstrukčních provedení sond nám umožňuje měřit i na těžko dostupných místech – v potrubí nebo v blízkosti stěny. Jedná se o:

- rovné sondy se zkoseným senzorem o 45° od osy sondy (viz obr. 3.5 a),
- kolmé sondy se senzorem rovnoběžným s osou sondy (viz obr. 3.5 b),
- kolmé sondy se senzorem kolmým na osu sondy (viz obr. 3.5 c).



Obr. 3.5 Různé konstrukční úpravy sond [19]

Tab. 3.2 Přehled vlastností jednotlivých druhů senzorů vyrobených z niklu [19]

Typ senzoru	Průměr senzoru	Tl. křemíkového povlaku	Odpor senzoru	Max. teplota senzoru	Max. okolní teplota	Min. rychlost	Max. rychlost	Maximální frekvence	Médium
	–	μm	Ω	°C	°C	m·s ⁻¹	m·s ⁻¹	kHz	–
Zlatem potahovaný senzor	Ø 5 μm; délka 1,25 mm	–	3,5	300	150	0,2	200	90	Vzduch
Miniaturní senzor	Ø 5 μm; délka 1,25 mm	–	3,5	300	150	0,2	500	150	Vzduch
Vlákno- filmový senzor	Ø 70 μm; délka 1,25 mm	0,5 2	6 6	300 60 ^{1) 2)}	100 100	0,2 0,01	350 10	90 30	Vzduch Voda
Dělený vláknový senzor	Ø 200 μm; délka 1,25 mm	0,5	6	300	100	0,2	350	40	Vzduch
Kuželový filmový senzor	0,75 × 0,1 mm	0,5 2	15 15	300 60 ^{1) 2)}	100 100	0,01 0,01	500 25	50 20	Vzduch Voda

¹⁾ Při atmosférickém tlaku 1 bar

²⁾ Max. 150 °C při vysokém tlaku

3.4 Výhody HWA

Termoanemometrie je významná a v praxi často používaná metoda pro měření nejen turbulentních proudění tekutin. Mezi největší výhody HWA patří [17]:

- termoanemometrie je relativně levná metoda ve srovnání s ostatními metodami vhodnými pro měření proudění tekutin.
- metoda CTA má vysokou frekvenční odezvu (až 40 kHz), proto lze snadno měřit fluktuaci rychlosti a z ní následně určit intenzitu turbulence. LDA systémy mají frekvenční odezvu méně než 30 kHz.
- termoanemometrické sondy jsou velmi malé a vyrábějí se v mnoha konstrukčních provedeních. To nám umožňuje použití této metody na těžko dostupných místech (v trubicích, v blízkosti stěn), kde ostatní metody selhávají.
- při aplikaci vícedrátkových sond lze měřit současně až tři složky vektoru rychlosti.
- metoda je vhodná pro měření velkého rozsahu rychlostí – od několika cm·s⁻¹ po stovky m·s⁻¹.

- HWA umožňuje souběžné měření kolísavého rychlostního a teplotního pole, a to při použití multi-senzorové sondy, která má jeden senzor pracující v režimu „cold-wire“.
- metoda CTA poskytuje velmi přesné výsledky při pečlivě kontrolovaných experimentech. V takových případech může být přesnost této metody 0,1–0,2 %. V technické praxi postačuje přesnost okolo 1 %.
- CTA má v porovnání s jinými metodami dobrý poměr signál-šum.
- CTA systém je jednoduše ovladatelný.
- výstupem z CTA je souvislý analogový signál.
- užití dvou či více oddělených sond umožňuje měření prostorové/časové korelace intenzity turbulence.
- speciální HWA sondy a spojené signálové analýzy mohou být použity k vyhodnocení charakteristik turbulence jako např. přerušovanosti, míry disipace, vířivosti atd. [17].

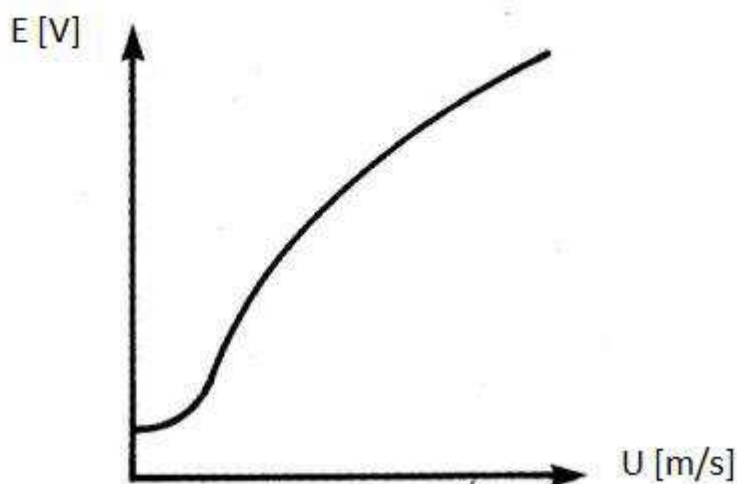
3.5 Omezení metody CTA

Tak jako každá metoda i metoda CTA má nedostatky a omezení, které musíme při měření brát v potaz:

- Konvektivní metoda CTA je určena do proudů, které se vyznačují nízkou až střední intenzitou turbulence. U proudění s vysokou intenzitou turbulence se mohou vyskytovat tzv. reverzní proudy, na které je senzor sondy díky své rotační symetrii necitlivý.
- HWA se řadí mezi intruzivní metody. Umístění sondy do proudící tekutiny může vést ke změně lokálního proudového pole. Avšak chyby související s tímto nedostatkem jsou velmi malé a běžně začleněné do kalibrační procedury.
- Senzor sondy může být kontaminován nečistotami vyskytujícími se v měřeném proudu tekutiny. Nečistoty usazené na senzoru mohou významně měnit charakteristiku kalibrace, a tak vést ke snížení frekvenční odezvy. Z toho důvodu se do experimentální tratě umísťuje filtr.
- Termoanemometrická sonda je velmi křehké zařízení a sebemenší dotek aktivní části sondy vede k jejímu mechanickému poškození. Proto by měla být obsluha sondy řádně proškolená a prokazovat určitou zručnost. K umísťování sondy se žhavenými drátky do úzkého prostoru nebo skrz montážní otvor by měl být vždy použit speciálně konstruovaný manipulační systém. Sonda se může poškodit i „spálením“. K tomu dojde, pokud je nastaveno příliš velké přehřátí, nebo pokud měříme vyšším přehřátím delší dobu. Mechanické poškození sondy může způsobit i abraze jemných částíček obsažených v proudícím médiu. Tomu předcházíme umístěním filtru do měřicí tratě. Drátkové sondy, které jsou mechanicky poškozeny, lze opravit, ale je to poměrně finančně nákladné.

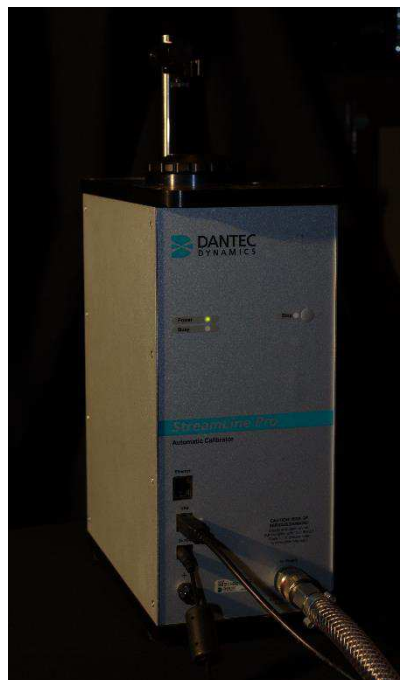
3.6 Rychlostní kalibrace

Rychlostní kalibrace spočívá ve stanovení závislosti rychlosti proudění vzduchu na napětí. Obecná závislost napětí na rychlosti je zobrazena na obr. 3.6.



Obr. 3.6 Závislost napětí na rychlosti proudění při aplikaci žhavených sond [20]

Rychlostní kalibraci je nutné provádět před každým měřením, v případě časově náročného měření i několikrát během něj. Kalibrování sondy se provádí nad kalibrační jednotkou – přístrojem, který je schopen nastavit pomocí mikromanometru libovolnou rychlost proudění, a to od nejmenších rychlostí až do rychlosti zvuku. Kalibrační jednotka je zobrazena na obr. 3.7.



Obr. 3.7 Kalibrační jednotka

Sonda se umístí nad kalibrátor do vzdálenosti jednoho průměru výstupní trysky, rovnoběžně se směrem proudění. Je zvolen rozsah rychlostí proudění při kalibraci, v závislosti na rychlosti proudění média při experimentu. Doporučený počet bodů, ve kterých má být

provedena kalibrace je 10 [16]. Z kalibrace získáme hodnoty napětí v závislosti na rychlosti. Tyto hodnoty jsou poté proloženy křivkou (nejčastěji polynomem 4.stupně), která je vyjádřena vztahem:

$$U = C_0 + C_1 \cdot E + C_2 \cdot E^2 + C_3 E^3 + C_4 \cdot E^4 \quad (3.5)$$

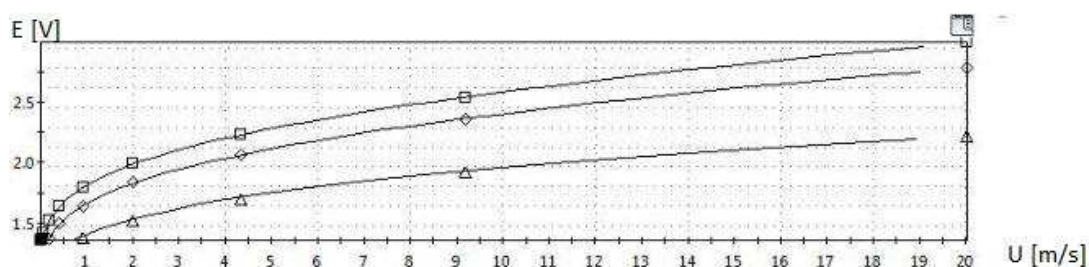
kde:

U $[\text{m} \cdot \text{s}^{-1}]$ rychlost,

E $[\text{V}]$ napětí,

C_0, \dots, C_4 $[-]$ koeficienty kalibrační křivky.

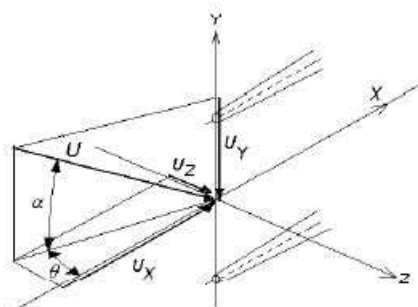
Kalibrační křivky třídrátkové sondy jsou zobrazeny na obr. 3.8.



Obr. 3.8 Kalibrační křivky třídrátkové sondy

3.7 Směrová kalibrace

V rámci experimentu byla použita třídrátková sonda 55R91. Při aplikaci vícedrátkové sondy dochází k rozložení rychlosti do tří složek, viz obr. 3.9. Pro rozklad rychlosti na jednotlivé složky je využito tzv. koeficientů citlivosti k („yaw factor“) a h („pitch factor“). Hodnoty těchto koeficientů jsou pro každý druh sondy dostupné v databázi softwaru. Avšak chceme-li dosáhnout maximální přesnosti měření, doporučuje se provést směrovou kalibraci, při níž se určí koeficienty k a h zcela přesně pro konkrétní sondu. Směrová kalibrace se provádí za pomoci speciálního držáku umožňujícího souběžně rotaci v horizontální rovině a vertikální náklon. Křivky směrové kalibrace jsou zobrazeny na obr. 3.10.



α = úhel vychýlení (Yaw angle)

θ = úhel rotace (Pitch angle)

Obr. 3.9 Rozložení rychlosti do jednotlivých složek [16]

Rovnice pro určení vektoru rychlosti v souřadném systému žhavených drátků sondy:

$$k_1^2 \cdot U_1^2 + U_2^2 + h_1^2 \cdot U_3^2 = (1 + k_1^2 + h_1^2) \cdot \cos^2 54,74^\circ \cdot U_{cal1}^2 \quad (3.6)$$

$$h_2^2 \cdot U_1^2 + k_2^2 \cdot U_2^2 + U_3^2 = (1 + k_2^2 + h_2^2) \cdot \cos^2 54,74^\circ \cdot U_{cal2}^2 \quad (3.7)$$

$$U_1^2 + h_3^2 \cdot U_2^2 + k_3^2 \cdot U_3^2 = (1 + k_3^2 + h_3^2) \cdot \cos^2 54,74^\circ \cdot U_{cal3}^2 \quad (3.8)$$

Dosadíme-li za $k^2 = 0,0225$ a za $h^2 = 1,04$ a vyjádříme-li jednotlivé složky rychlosti, dostaneme:

$$U_1 = \sqrt{-0,3477 \cdot U_{cal1}^2 + 0,3544 \cdot U_{cal2}^2 + 0,3266 \cdot U_{cal3}^2} \quad (3.9)$$

$$U_2 = \sqrt{0,3266 \cdot U_{cal1}^2 - 0,3477 \cdot U_{cal2}^2 + 0,3544 \cdot U_{cal3}^2} \quad (3.10)$$

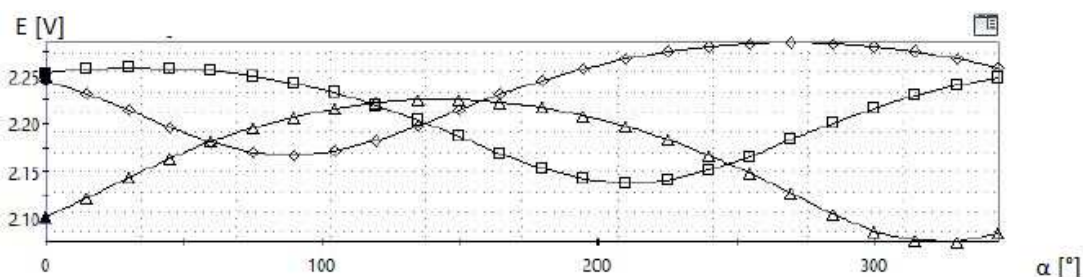
$$U_3 = \sqrt{0,3544 \cdot U_{cal1}^2 + 0,32663 \cdot U_{cal2}^2 - 0,3477 \cdot U_{cal3}^2} \quad (3.11)$$

Chceme-li převést složky vektoru rychlosti do souřadného systému sondy platí:

$$U = U_1 \cdot \cos 54,74^\circ + U_2 \cdot \cos 54,74^\circ + U_3 \cdot \cos 54,74^\circ \quad (3.12)$$

$$V = -U_1 \cdot \cos 45^\circ - U_2 \cdot \cos 135^\circ + U_3 \cdot \cos 90^\circ \quad (3.13)$$

$$W = -U_1 \cdot \cos 114,09^\circ - U_2 \cdot \cos 114,09^\circ - U_3 \cdot \cos 35,26^\circ \quad (3.14)$$



Obr. 3.10 Křivky směrové kalibrace [21]

4 Současný stav poznání

V rámci diplomové práce byla provedena rešerše zaměřená na aktuální stav poznání v oblasti výzkumu větracích systémů v kabinách dopravních prostředků.

Úkolem větracího systému je zajištění tepelné pohody a přívodu čerstvého vzduchu do kabiny dopravních prostředků. K vytápění se nejčastěji využívá tepla, které vzniká jako vedlejší produkt spalování. Toto teplo je pomocí chladicího systému odváděno od motoru do výměníku tepla, kde dochází k jeho předání proudícímu vzduchu přes výměník do kabiny automobilu. Chlazení je poté realizováno pomocí kompresorového odpařovacího chladicího zařízení.

Za hlavní experimentální metodu pro výzkum proudění z automobilních vyústek lze považovat PIV. Yang ve své práci aplikoval metodu PIV na zjednodušený model kabiny automobilu. Model byl zmenšený v poměru 1:2 (rozměry 1450 mm × 700 mm × 900 mm) a byl vyroben z průhledné akrylové pryskyřice kvůli optické dostupnosti. Uvnitř kabiny byla 4 sedadla bez přítomnosti figurín. Vzduch byl do modelu automobilu přiváděn pomocí čtyř otvorů. Odsávání vzduchu bylo realizováno pomocí dvou otvorů. Průtok byl nastaven na hodnotu $100 \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$. Maximální naměřená hodnota proudění rychlosti dosahovala $2,8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ a maximální intenzita turbulence činila 30 % [22, 23].

Lee provedl experimentální měření metodou PIV v kabině reálného automobilu. Konkrétně šlo o automobil Hyundai Sonata. Kvůli optické dostupnosti byly střecha a přední dveře odstraněny a nahrazeny čistým tvrzeným sklem. Byly měřeny tři vertikální roviny – středem sedadla řidiče a spolujezdce a středem kabiny automobilu. Vzduch byl přiváděn vyústkami směřujícími na nohy, panelovou a defrostovou vyústkou [22, 24]. Lízal článek shrnul slovy: „*Výsledky experimentu ukázaly na výrazné odlišnosti rychlostních polí v rovinách procházejícími středem sedadla řidiče a spolujezdce. Odlišnosti v jednotlivých rovinách byly vysvětleny přítomností volantu a brzdy. Autor poukazuje, že výskyt těchto komponent má velký vliv na rozdílnost proudových polí, přesto tyto části automobilu často v idealizovaných modelech chybí. Během experimentu v automobilu nebyli přítomní řidič ani spolujezdec. Předpokládá se, že absence těchto osob bude mít na rychlostní pole zásadní vliv*“. [22]

Herwig provedl numerickou simulaci doplněnou o experiment s využitím dvojdimenzionální LDA metody. Model byl zjednodušený a zmenšený v poměru 1:2. Vzduch vstupoval do kabiny vozu dvěma šterbinovými tryskami směřujícími z palubní desky směrem k podlaze [22, 25]. Lízal vyvodil z článku následující: „*Autor tvrdí, že jeho časově průměrované veličiny charakterizující proudění jsou ve shodě s numerickými simulacemi. Experimentálně naměřené veličiny charakterizující turbulentní chování proudu se neshodují se CFD. Vysvětlením je použití modelu turbulence k-ε, který se jeví pro určení turbulentních veličin jako nevhodný*“. [22]

Ishihara použil metodu PIV k měření proudění v modelu kabiny automobilu vyrobeného z akrylové pryskyřice. Model byl zmenšen v poměru 1:4 a byl zjednodušen, nevyskytovaly se v něm žádné osoby. Experiment byl doplněn numerickou simulací. Celkem byly zkoumány dvě varianty. V první variantě se autor zaměřil pouze na defrostovou vyústku, v druhém případě se zabýval defrostovou vyústkou v kombinaci s vyústkami směřujícími na

nohy řidiče a spolujezdce [22, 26]. Podle Lízala lze z článku konstatovat následující: „*Autor doporučuje provádět experimenty v modelech skutečné velikosti. Dále poukazuje na to, že výústky směřující na nohy podstatně ovlivňují charakter proudění v celé kabině, obzvláště pak v oblasti před opěrkou hlavy*“. [22]

Rozsáhlý výzkum automobilních vyústek probíhal i na Fakultě strojního inženýrství VUT v Brně.

Jako první se o to zasloužil Lízal. Ve svých publikacích [18, 27] zkoumal rychlostní pole za defrostovou vyústkou v automobilu Škoda Octavia. Maximální rychlost proudění za defrostovou mřížkou dosahovala hodnoty $15,0 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. Nejvyšší hodnota intenzity turbulence byla bezprostředně za hranou výdechu, její hodnota činila 45 %. Proudění za defrostovou mřížkou má tedy vysoce turbulentní charakter. Naměřená data dále sloužila pro zadání okrajových podmínek numerického modelu. Autor dále zkoumal vliv krycí mřížky umístěné nad touto vyústkou. Výsledky experimentu ukazují, že krycí mřížka snižuje turbulenci proudění, což je z hlediska požadavku rychlého odmlžení předního skla automobilu nežádoucí.

Na tuto práci navázal Hapala [28], který provedl obdobný experiment za použití třídrátkové sondy. Dosažené výsledky byly srovnatelné s předchozí prací.

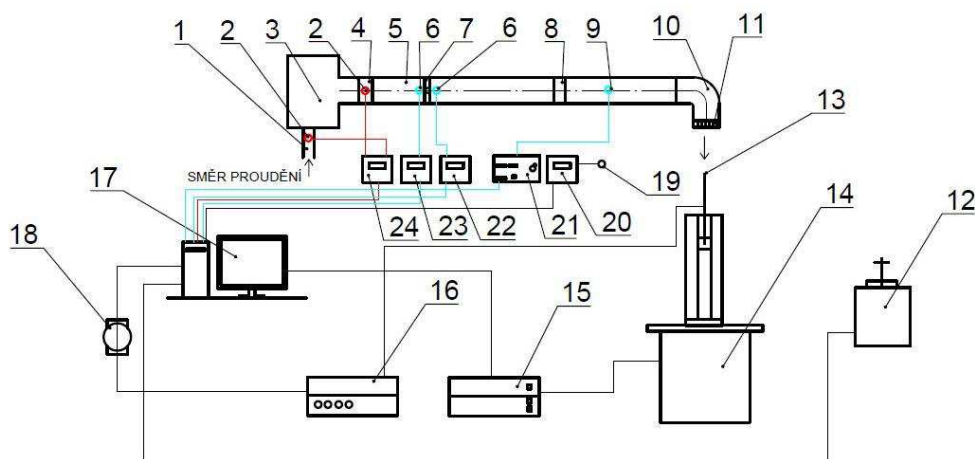
Ležovič [29] měřil rychlostní pole za boční vyústkou v automobilu Škoda Octavia II. Zkoumaná vyústka obsahovala řadu vertikálních a řadu horizontálních lamel. Vertikální lamely se během experimentu natáčely do poloh: dole, střed a nahoře. K měření použil metodu CTA, konkrétně dvoudrátkovou sondu. Autor dále provedl vyhodnocení úhlů směřování pomocí softwaru Scilab. Dosažené výsledky autor srovnává s výsledky publikovanými Krškou v jeho závěrečné práci [30]. Ten aplikoval na totožné experimentální trati metodu kouřové vizualizace. Naměřená data jsou ve většině případů velmi podobná. V některých případech se ovšem úhly směřování podstatně lišily, to autoři vysvětlují neschopností metody CTA měřit rychlosti menší než $1,0 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, zatímco metoda kouřové vizualizace je citlivá i na menší rychlosti.

Šeda [31] měřil třídrátkovou termoanemometrickou sondou totožnou benchmarkovou vyústku, která je předmětem zkoumání této diplomové práce. Měl však nastaven odlišný objemový průtok ($33,5$ a $80,6 \text{ m}^3\cdot\text{s}^{-1}$). Experiment byl proveden celkem pro 3 varianty: rovný kanál, kanál s kolenem a koleno s usměrňovacími lamelami. Z úhlů směřování je patrné, že koleno má zásadní vliv na směr proudu. U variant kanál s kolenem a koleno s usměrňovacími lamelami jsou podstatné rozdíly pouze ve vertikální rovině. Šeda provedl i numerickou simulaci, jejíž výsledky jsou s ohledem na jemnost sítě a použití modelu turbulence k- ϵ obstojné.

Caletka se ve svých publikacích [32, 33] zabývá vhodností použití jednotlivých detekčních metod při použití kouřové vizualizace. Jako nejvhodnější a nejuniverzálnější se ukázala metoda detekce podle změny. Poté se věnoval posouzení funkčnosti několika konstrukčních variant benchmarkové vyústky. Varianty se odlišovaly počtem a umístěním vertikálních a horizontálních lamel. Nejvhodnější je dle autora varianta se třemi horizontálními a pěti vertikálními lamelami v uvedeném pořadí po směru proudění.

5 Popis experimentální tratě

Experimentální trať, zobrazena na obr. 5.1, se nachází v Laboratoři větrání (místnost C3/213c) na Fakultě strojního inženýrství VUT v Brně. Tato laboratoř je určena pro měření rychlostních polí za automobilními vyústkami metodou CTA a také pro měření proudění kouřovou vizualizací.



Obr. 5.1 Schéma experimentálního zařízení

1 – sací potrubí, 2 – teplotní senzory Pt100, 3 – ventilátor s rozvaděčem, 4 – redukce, 5 – uklidňovací potrubí, 6 – odběry tlaku (tlaková difference clony), 7 – clona, 8 – redukce, 9 – odběr tlaku (tlaková difference vyústky), 10 – koleno, 11 – vyústka, 12 – kalibrační jednotka, 13 – termoanemometrická sonda, 14 – traverzovací systém, 15 – řídicí jednotka traverzovacího systému, 16 – CTA jednotka, 17 – PC, 18 – A/D převodník, 19 – čidlo pro snímání okolních podmínek, 20 – Comet T7418 (přístroj pro snímání okolních podmínek), 21 – mikromanometr, 22, 23 – převodník tlaku, 24 – modul pro měření teploty

Okolní vzduch z laboratoře je nasáván vstupní hadicí pomocí ventilátoru, který je napájen zdrojem napětí MCP M10-330-30. Poté proudící tekutina projde přes rozvaděč vzduchu a vzduchovod, který prošel speciálními úpravami. Vzduchovod má aktivní pouze jeden výstup, ostatní byly zaslepeny.

Dále následuje uklidňovací potrubí, ve kterém je umístěna clona. Ta způsobuje tlakovou ztrátu, pomocí které jsme schopni nastavit objemový průtok vzduchu. Uklidňovací potrubí je přechodkou spojeno se vzduchovodem, jenž je zakončen vyústkou.

5.1 Měřicí přístroje

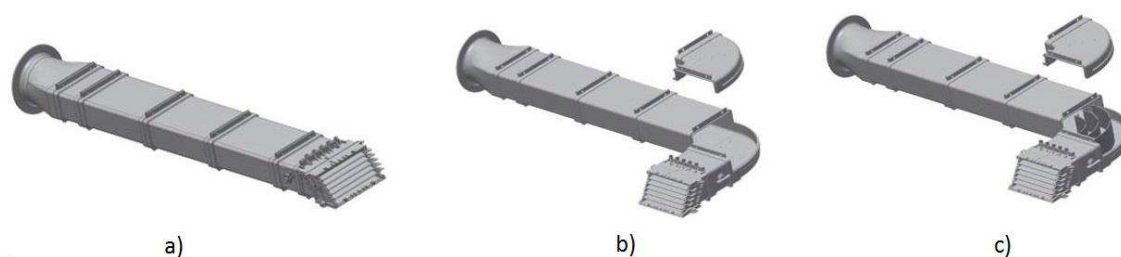
Teploty proudícího vzduchu jsou měřeny teplotním odporovým čidlem Pt100. Celkově je trať osazena dvojicí těchto čidel, přičemž jedno je umístěno v sacím nástavci před ventilátorem a druhé za ním. To nám umožňuje měřit teplotní diferenci proudícího vzduchu způsobenou tepelnými ztrátami ventilátoru. Teplotní odporová čidla jsou připojena ke vstupnímu analogovému modulu NI 9217, ten je připojen k základně slotů NI cDAQ-9172. Základna slotů je následně spojena přes rozhraní USB s PC, ve kterém jsou následně data zpracována s využitím programu LabVIEW.

Pro měření tlaků je určen převodník Airflow PTSXR. V uklidňovacím potrubí jsou umístěny dva vývody pro odběr tlaků – před clonou a za ní, to nám umožňuje stanovit tlakovou diferenci vyústky pro určení objemového průtoku.

6 Popis měření rychlostního pole za vyústkou

Při experimentu bylo měřeno rychlostní pole za benchmarkovou vyústkou. Tato vyústka má 5 horizontálních a 5 vertikálních lamel. Všechny lamely jsou stavitelné a lze nastavit tři polohy – vlevo, vpravo, střed. Při experimentu byly obě řady lamel nastaveny na střed.

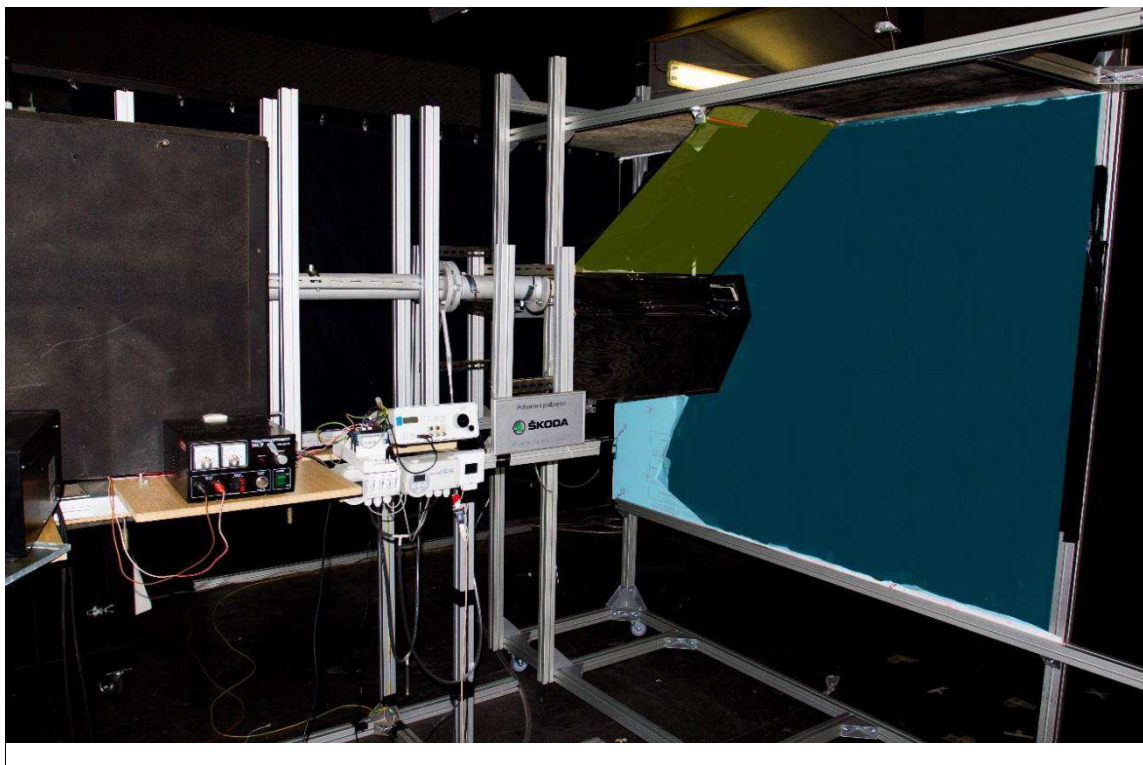
Zásadní vliv na proudění vyústkou má tvar vzduchovodu. K benchmarkové vyústce, která se testuje na Odboru termomechaniky a techniky prostředí jsou zhotoveny tři různé druhy přívodních kanálů – obr. 6.1. Při experimentu byl použit kanál s kolenem.



Obr. 6.1 Jednotlivé druhy přívodních kanálů [22]

- a) Rovný kanál
- b) Kanál s kolenem
- c) Kolo s usměrňovacími lamelami

Měření bylo provedeno pro dvě modifikace. V první modifikaci byla vyústka umístěna v laboratoři ve volném prostoru. Při druhé variantě byla vyústka obestavěna stěnami simulujícími prostředí v automobilu. Pro tento účel bylo vyrobeno obestavění, které simulovalo palubní desku, dveře, čelní a boční sklo. Obestavění je zobrazeno na obr. 6.2.



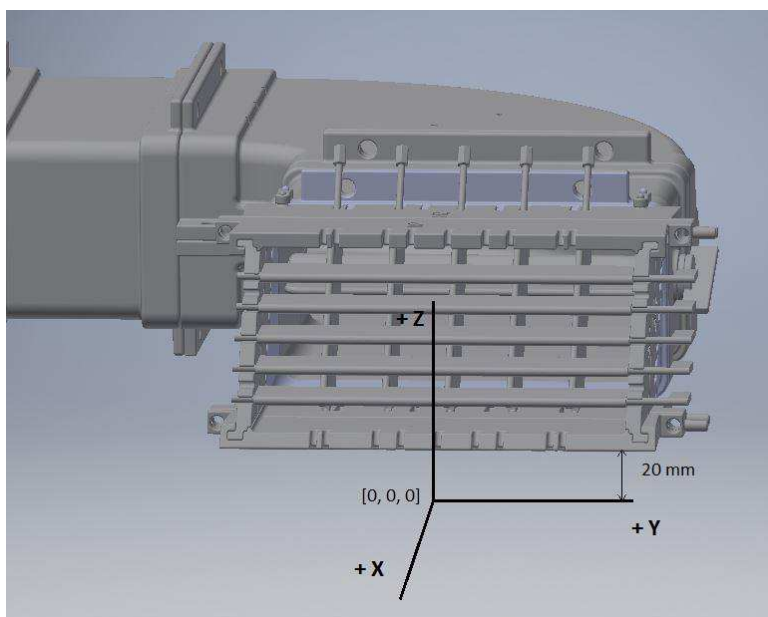
Obr. 6.2 Měřicí trať s obestavěním (stěny obestavění byly kvůli své průhlednosti zvýrazněny ve fotografickém editoru)

Při této modifikaci byl zkoumán vliv okolních stěn na proudění v automobilu. Průtok byl při obou variantách nastaven na hodnotu $90,7 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$.

Důležitým krokem, před zahájením samotného měření je volba souřadného systému. Počátek souřadného systému byl zvolen na středu spodní hrany vyústky ve vzdálenosti 20 mm od vyústky, a to z bezpečnostních důvodů, aby nedošlo k poškození rychlostní sondy. Orientace os je patrná z obr. 6.3.

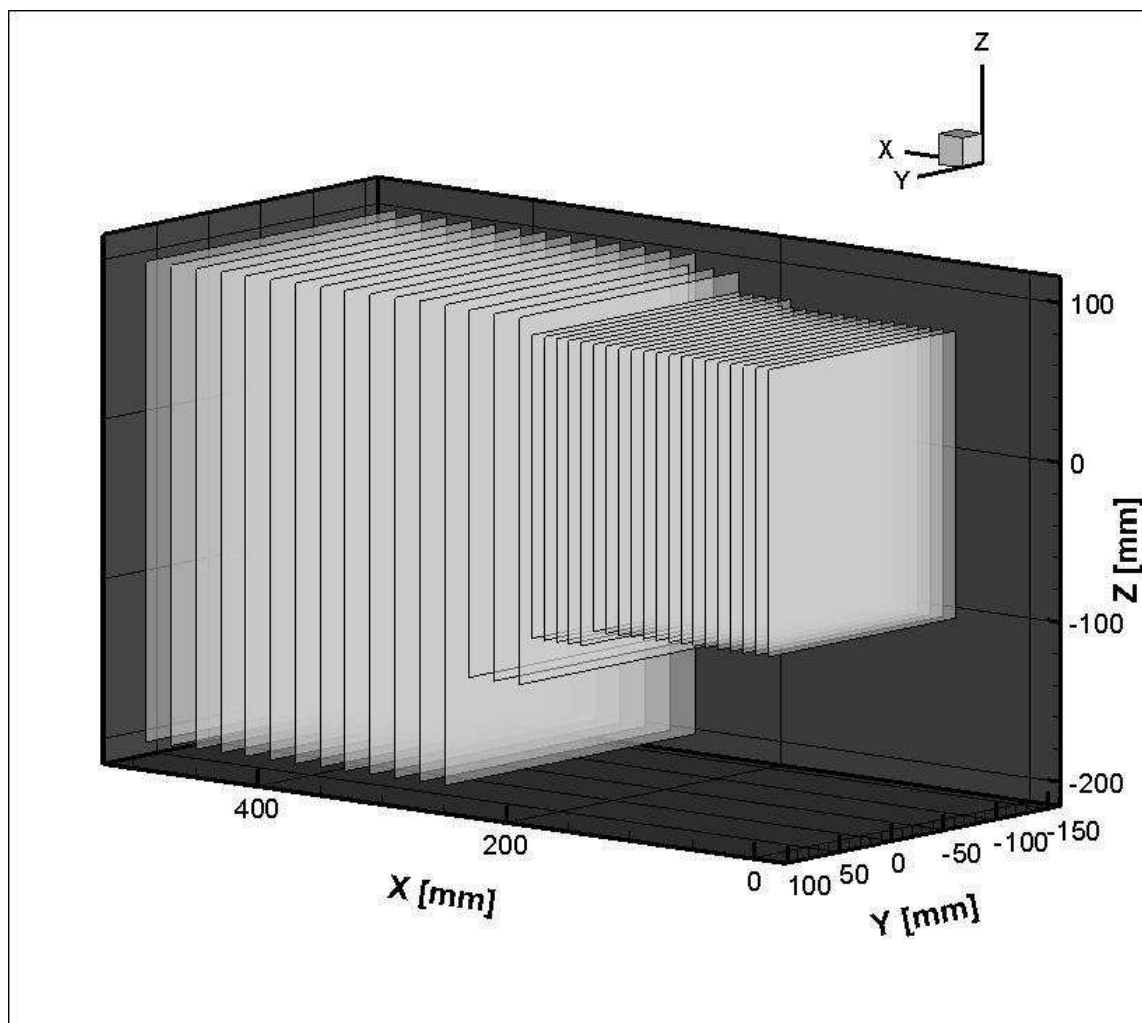
V dalším kroku byly změřeny hranice proudu. Dle [34] za okraj proudu lze považovat 10 % z rychlosti v ose proudu. Na základě znalosti okrajů proudu byly definovány měřené roviny, viz obr. 6.4. První tzv. nulová měřená rovina (pracovní označení K0⁹) je vzdálena od vyústky 20 mm a obsahuje tedy počátek souřadného systému. Celková měřená vzdálenost od nulové roviny v ose x je 500 mm (rovina K0–K500). Vzdálenost mezi jednotlivými rovinami do roviny K200 je 10 mm. Poté byla vzdálenost mezi měřenými rovinami zdvojnásobena. Podrobné informace o jednotlivých měřených rovinách jsou součástí přílohy A.

Rovina S160 nebyla zahrnuta do výsledků měření, neboť při jejím měření došlo opakovaně k softwarové chybě.



Obr. 6.3 Definice souřadného systému

⁹ Kde písmeno „K“ označuje první modifikaci měření – proudění ve volném prostoru. Číslice za písmenem označuje vzdálenost od nulové roviny. Modifikace s obestavením je poté značena písmenem „S“.



Obr. 6.4 Schéma měřených rovin

Vzorkovací frekvence byla volena s ohledem na Nyquistův-Shannonův teorém, na jehož základě je nutné při rekonstrukci spojitého, frekvenčně omezeného signálu z jeho vzorků volit vzorkovací frekvenci vyšší než dvojnásobek nejvyšší harmonické složky vzorkovaného signálu. Vzorkovací frekvence byla nastavena na hodnotu 2 kHz. Měření v každém bodě trvalo 2 sekundy, což znamená 4000 hodnot rychlosti proudění v jednom bodě. Kvůli potlačení vibrací ramene traverzovacího systému vlivem přesunu mezi jednotlivými měřenými body byla před začátkem měření v jednotlivých bodech nastavena prodleva 3 sekundy. Toto opatření způsobilo výrazné prodloužení experimentu.

6.1 Veličiny popisující rychlostní pole

Výsledná rychlost se určí jako aritmetický průměr hodnot získaných za celkovou dobu měření:

$$u_{mean} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N u_i \quad (6.1)$$

kde:

u_{mean} [m·s⁻¹] výsledná rychlost proudění v ose x,

u_i [m·s⁻¹] jednotlivé hodnoty rychlosti ve směru osy x,
 N [-] počet naměřených hodnot.

Fluktuace rychlosti je definována jako střední rozdíl mezi okamžitou a průměrnou rychlostí, platí vztah:

$$u_{rms} = \sqrt{\left(\frac{1}{N-1} \sum_1^N (u_i - u_{mean})^2\right)} \quad (6.2)$$

kde:

u_{rms} [m·s⁻¹] fluktuace rychlosti ve směru osy x.

Fluktuace rychlosti je směrodatná odchylka okamžité rychlosti v libovolném čase od průměrné hodnoty rychlosti.

Intenzitu turbulence poté spočítáme ze vztahu:

$$Tu = \frac{u_{rms}}{u_{mean}} \cdot 100 [\%] \quad (6.3)$$

7 Nejistoty měření

Nejistota měření je parametr, související s výsledkem měření, neboť vymezuje interval, ve kterém se s určitou pravděpodobností předpokládá výskyt skutečné měřené hodnoty [35]. Nejistoty měření metodou CTA byly zpracovány dle postupu uvedeném v [16].

7.1 Výpočetní vztahy pro určení nejistot měření

Celkovou nejistotu měření u_{celk} definujeme jako kombinaci dílčích nejistot $u(y_i)$ jednotlivých proměnných x_i , přičemž výstupní veličina y_i je funkcí vstupních veličin x_i . Relativní standardní nejistotu výstupních veličin definujeme:

$$u(y_i) = \frac{1}{y_i} \cdot A_i \cdot \left(\frac{\Delta x_i}{k_i} \right) \quad (7.1)$$

kde:

A_i	$[-]$	faktor citlivosti,
k_i	$[-]$	faktor pokrytí ¹⁰ ,

Přičemž platí:

$$A_i = \frac{\partial x_i}{\partial y_i} \quad (7.2)$$

Použijeme-li normální Gaussovo rozdělení, platí pro celkovou rozšířenou nejistotu měření rychlosti vztah:

$$u_{celk} = 2 \cdot \sqrt{\sum u(y_i)^2} \quad (7.3)$$

7.1.1 Vliv anemometru

Z důvodu velmi dobrého poměru signál – šum je nejistota způsobena těmito faktory zanedbatelná. Další nejistota měření je dána frekvenční odezvou. Na základě spektrální analýzy bylo zjištěno, že frekvenční odezva je podstatně větší než předpokládané frekvence změn proudícího média. V takovém případě lze tuto nejistotu zanedbat.

7.1.2 Kalibrace

Vliv kalibrace na nejistotu měření je velký kvůli nepřesnostem při měření tlaku. Nejistota při měření tlaku vychází ze standardní nejistoty mikromanometru, který udává výrobce:

$$u_{cal} = \frac{1}{100} \cdot STDV(u_{calibrator}(\%)) \quad (7.4)$$

Dále platí:

$$STDV(u_{calibrator}(\%)) = \pm a(\%) \pm b_{cal}(m \cdot s^{-1}) \quad (7.5)$$

¹⁰ Závisí na statickém rozložení vstupní veličiny

7.1.3 Linearizace

Linearizace je proces převodu naměřených dat. Tato nejistota je způsobena chybou při prokládání kalibračních bodů křivkou. Nejistota měření způsobená převodem naměřených dat má náhodný charakter a normální rozdělení. Vztah pro výpočet této nejistoty má tvar:

$$u_{lin} = \frac{1}{100} \cdot STDV(\Delta u_{fit}(\%)) \quad (7.6)$$

kde:

$STDV(\Delta u_{fit}(\%))$ standardní odchylka kalibračních bodů od proložení polynomem.

7.1.4 Rozlišení A/D převodníku

I v případě této nejistoty se jedná o náhodný charakter a rovnoměrné rozdělení. Nejistotu lze stanovit ze vztahu:

$$u_{res} = \frac{1}{\sqrt{3}} \cdot \frac{1}{U} \cdot \frac{E_{A/D}}{2^n} \cdot \frac{\partial U}{\partial E} \quad (7.7)$$

kde:

U	$[\text{m} \cdot \text{s}^{-1}]$	rychlost proudění,
$E_{A/D}$	$[\text{V}]$	vstupní rozsah A/D převodníku,
$\frac{\partial U}{\partial E}$	$[\text{m} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{V}^{-1}]$	faktor citlivosti z kalibrační křivky ¹¹ ,
n	$[\text{bit}]$	rozlišení měřicí karty.

7.1.5 Nejistota polohy sondy

Nejistota polohy sondy vzniká rozdílnou polohou (konkrétně jde o změnu sklonu) sondy při kalibraci a experimentu. Nejistota polohy sondy má náhodný charakter a rovnoměrné rozdělení. Je dána vztahem:

$$u_{pos} = \frac{1}{\sqrt{3}} \cdot (1 - \cos \xi) \quad (7.8)$$

kde:

ξ	$[\circ]$	úhel změny sklonu sondy.
-------	-----------	--------------------------

7.1.6 Změna teploty drátku

Změna teploty okolí má vliv na změnu teploty senzoru. Tuto nejistotu lze eliminovat teplotní korekcí, ta ovšem prováděna nebyla, a proto musí být tato nejistota měření uvažována. Nejistota změny teploty drátku má náhodný charakter a pravoúhlé rozdělení. Lze ji vyjádřit vztahem:

$$u_{tep} = \frac{1}{\sqrt{3}} \cdot \frac{1}{U} \cdot \frac{\Delta T}{T_w - T_0} \cdot \sqrt{\left(\frac{A}{B} \cdot \frac{1}{\sqrt{U}} + 1\right)} \quad (7.9)$$

kde:

U	$[\text{m} \cdot \text{s}^{-1}]$	rychlost proudění,
-----	----------------------------------	--------------------

¹¹ Platí $w = f(E)$

ΔT	[K]	rozdíl mezi referenční teplotou a skutečnou teplotou během měření,
T_w	[K]	teplota drátku,
T_0	[K]	referenční teplota okolí,
A, B	[–]	kalibrační konstanty.

7.1.7 Vliv změny teploty na hustotu vzduchu

Nejistota je náhodného charakteru s pravoúhlým rozdělením a je dána vztahem:

$$u_{\rho,T} = \frac{1}{\sqrt{3}} \cdot \Delta\rho_T = \frac{1}{\sqrt{3}} \cdot \frac{\Delta T}{273} \quad (7.10)$$

kde:

$\Delta\rho_T$ [kg·m⁻³] změna hustoty způsobená změnou teploty.

7.1.8 Změna atmosférického tlaku

Změna atmosférického tlaku způsobuje změnu hustoty vzduchu, proto ovlivňuje výpočet rychlosti proudění. Nejistota způsobená diferencí tlaku má náhodný charakter a pravoúhlé rozdělení. Je dána vztahem:

$$u_{\rho,P} = \frac{1}{\sqrt{3}} \cdot \left(\frac{P_0}{P_0 + \Delta P} \right) \quad (7.11)$$

kde:

P_0 [Pa] referenční atmosférický tlak,
 ΔP [Pa] rozdíl mezi referenčním tlakem a skutečným tlakem během měření.

7.1.9 Změna složení vzduchu, vliv vlhkosti

Složení vzduchu se během experimentu výrazně nemění. Podstatně se může během měření měnit vlhkost vzduchu, která má vliv na vedení tepla. Nejistota způsobená změnou vlhkosti má náhodný charakter a pravoúhlé rozdělení. Platí vztah:

$$u_{vlh} = \frac{1}{\sqrt{3}} \cdot \frac{1}{U} \cdot \frac{\partial U}{\partial P_{wv}} \cdot \Delta P_{wv} \quad (7.12)$$

kde:

ΔP_{wv} [Pa] změna parciálního tlaku vodních par.

Platí:

$$\frac{\partial U}{\partial P_{wv}} \approx 0,1 \cdot U \quad (7.13)$$

Vztah (7.13) přibližně platí při změně ΔP_{wv} o 1 kPa.

7.2 Výpočet nejistot měření

Nejistota měření je funkcí rychlosti proudění. Podrobný postup výpočtu nejistoty měření metodou CTA pro rychlost 10 m·s⁻¹ je uveden v tab. 7.1 **Chyba! Nenalezen zdroj odkazů.** Přehled procentuálního podílu jednotlivých zdrojů nejistot v rozsahu rychlostí 1–20 m·s⁻¹ je

zobrazen v tab. 7.2. Z tabulky je patrné, že největší podíl na celkové nejistotě má kalibrace. Ta způsobuje 11% chybu u rychlosti $1 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. Celková nejistota u této rychlosti potom dosahuje 22,6 %.

Celková relativní rozšířená nejistota pro rychlost $10 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ je 4,8 %. Hapala ve své práci [28] uvádí pro celkovou relativní rozšířenou nejistotu hodnotu 4,4 %. Mírný nárůst relativní nejistoty je způsobený tím, že část experimentu byla prováděna v zimním období. Během měření došlo vlivem zapnutého přímotopu k nárůstu teploty okolního vzduchu, z toho důvodu je hodnota ΔT větší než v předchozí práci. To mělo za následek zvětšení relativních nejistot způsobených změnou teploty drátku a teploty okolí a zároveň nárůst celkové relativní rozšířené nejistoty. Hodnotu nejistoty měření vlivem okolních podmínek lze snížit zkrácením doby měření [18].

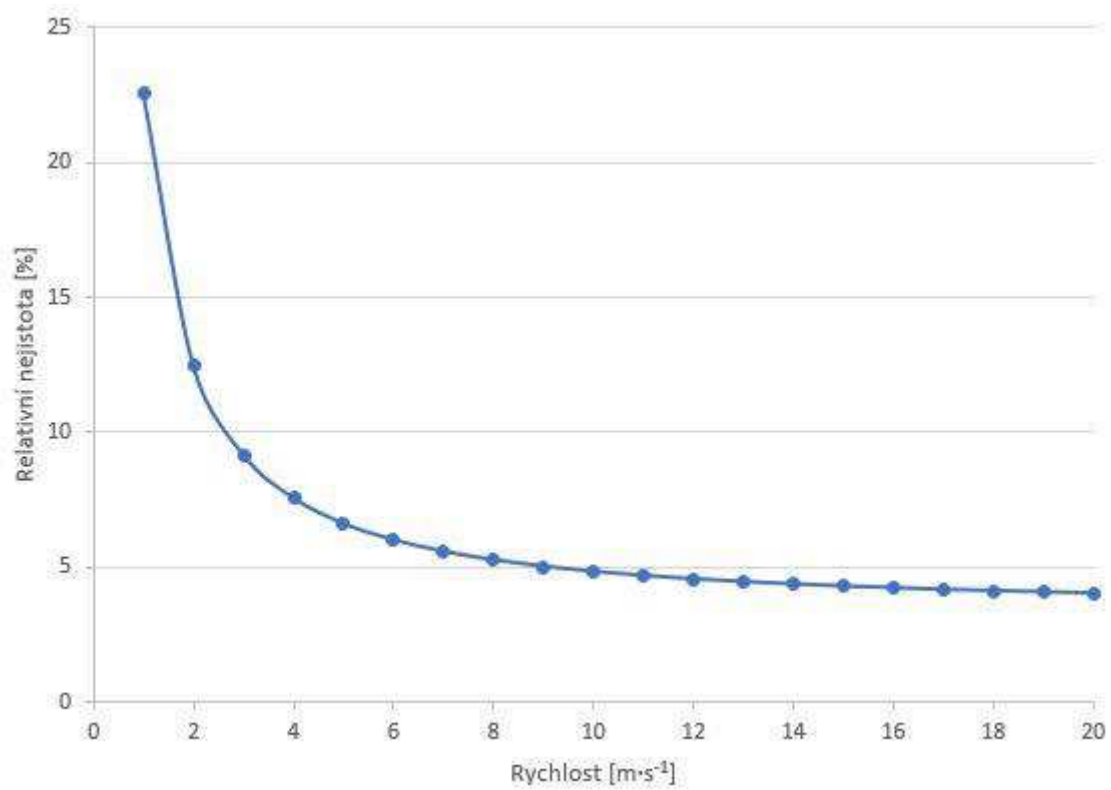
Tab. 7.1 Výpočet relativní nejistoty pro $10 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$

Zdroj nejistoty	Vstupní veličina	Hodnota vstupní veličiny	Vztah pro výpočet dílčí nejistoty	Hodnota dílčí nejistoty
Kalibrace	$\Delta u_{calibrator}$	$\pm 1\% \pm 0,1 \text{ m/s}$	$u_{cal} = \frac{1}{100} \cdot STDV(u_{calibrator}(\%))$	0,02
Linearizace	Δu_{fit}	0,5 %	$u_{lin} = \frac{1}{100} \cdot STDV(\Delta u_{fit}(\%))$	0,005
Rozlišení A/D převodníku	$E_{A/D}$ n $\frac{\partial U}{\partial E}$	10 V 16 bit $20,5 \frac{\text{m}}{\text{s} \cdot \text{V}}$	$u_{res} = \frac{1}{\sqrt{3}} \cdot \frac{1}{U} \cdot \frac{E_{A/D}}{2^n} \cdot \frac{\partial U}{\partial E}$	0,0002
Poloha sondy	θ	1°	$u_{pos} = \frac{1}{\sqrt{3}} \cdot (1 - \cos \xi)$	0,00009
Změna teploty drátku	ΔT $T_w - T_0$ A B	5 K 180 K 0,9216 1,3485	$u_{tep} = \frac{1}{\sqrt{3}} \cdot \frac{1}{U} \cdot \frac{\Delta T}{T_w - T_0} \cdot \sqrt{\left(\frac{A}{B} \cdot \frac{1}{\sqrt{U}} + 1\right)}$	0,0018
Změna teploty okolí	ΔT	5 K	$u_{\rho,T} = \frac{1}{\sqrt{3}} \cdot \Delta \rho_T = \frac{1}{\sqrt{3}} \cdot \frac{\Delta T}{273}$	0,0106
Změna atm. tlaku	P_0 ΔP	98 500 Pa 1,527 kPa	$u_{\rho,P} = \frac{1}{\sqrt{3}} \cdot \left(\frac{P_0}{P_0 + \Delta P}\right)$	0,006
Změna vlhkosti	ΔP_{wv}	0,936 kPa	$u_{vlh} = \frac{1}{\sqrt{3}} \cdot \frac{1}{U} \cdot \frac{\partial U}{\partial P_{wv}} \cdot \Delta P_{wv}$	0,0032
Celková relativní rozšířená nejistota: $u_{celk} = 2 \cdot \sqrt{\sum u(y_i)^2} = 0,048 = 4,8 \%$				

Tab. 7.2 Výpočet relativní nejistoty měření pro rozsah rychlostí 1–20 m·s⁻¹

Rychlost [m·s ⁻¹]	u_{cal} [%]	u_{lin} [%]	u_{res} [%]	u_{res} [%]	u_{tep} [%]	$u_{\rho,T}$ [%]	$u_{\rho,P}$ [%]	u_{vlh} [%]	u_{celk} [%]
1	11,0	0,5	0,0367	0,009	2,081	1,1	0,6	0,3	22,6
2	6,0	0,5	0,0159	0,009	0,488	1,1	0,6	0,3	12,5
3	4,3	0,5	0,0099	0,009	0,210	1,1	0,6	0,3	9,2
4	3,5	0,5	0,0073	0,009	0,116	1,1	0,6	0,3	7,6
5	3,0	0,5	0,0051	0,009	0,073	1,1	0,6	0,3	6,6
6	2,7	0,5	0,0038	0,009	0,050	1,1	0,6	0,3	6,0
7	2,4	0,5	0,0031	0,009	0,037	1,1	0,6	0,3	5,6
8	2,3	0,5	0,0025	0,009	0,028	1,1	0,6	0,3	5,3
9	2,1	0,5	0,0021	0,009	0,022	1,1	0,6	0,3	5,0
10	2,0	0,5	0,0018	0,009	0,018	1,1	0,6	0,3	4,8
11	1,9	0,5	0,0016	0,009	0,015	1,1	0,6	0,3	4,7
12	1,8	0,5	0,0014	0,009	0,012	1,1	0,6	0,3	4,6
13	1,8	0,5	0,0012	0,009	0,010	1,1	0,6	0,3	4,5
14	1,7	0,5	0,0011	0,009	0,009	1,1	0,6	0,3	4,4
15	1,7	0,5	0,0010	0,009	0,008	1,1	0,6	0,3	4,3
16	1,6	0,5	0,0009	0,009	0,007	1,1	0,6	0,3	4,2
17	1,6	0,5	0,0009	0,009	0,006	1,1	0,6	0,3	4,2
18	1,6	0,5	0,0008	0,009	0,005	1,1	0,6	0,3	4,1
19	1,5	0,5	0,0007	0,009	0,005	1,1	0,6	0,3	4,1
20	1,5	0,5	0,0007	0,009	0,004	1,1	0,6	0,3	4,0

Průběh relativní rozšířené nejistoty v závislosti na rychlosti je zobrazen na obr. 7.1. Z grafu je patrné, že pro nízké hodnoty rychlostí je relativní nejistota měření velká. V oblasti nízkých rychlostí dochází k rychlému poklesu relativní nejistoty s nárůstem rychlosti, a to až do rychlosti 5 m·s⁻¹. Poté dochází už pouze k minimálnímu poklesu relativní nejistoty s narůstající rychlostí.



Obr. 7.1 Grafická závislost relativní nejistoty rychlosti

8 Numerická simulace

Matematické modelování fyzikálních procesů v oblasti mechaniky tekutin bylo zprvu využíváno převážně tam, kde nebylo možné kýžená data získat experimentálně. Dnes, v době moderní výpočetní techniky je matematické modelování používáno stále častěji, a to hlavně kvůli úspoře času a finančních prostředků. Důležitou součástí řešení fyzikálních procesů metodou CFD je verifikace a validace získaných dat s experimentem.

8.1 Úvod do numerické simulace proudění

Numerická simulace spočívá v numerickém řešení soustavy parciálních diferenciálních rovnic, které matematicky popisují proudění. Tyto rovnice se nazývají Navier-Stokesovy rovnice (N-S). Vycházejí z rovnic kontinuity, zachování hybnosti a zachování energie. N-S rovnice byly odvozeny ze silové rovnováhy na element kapaliny (odvození viz [1]) a mají tvar (složkový zápis):

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(u_i u_j) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_k \partial x_k} + f_i \quad (8.1)$$

kde:

u	$[\text{m} \cdot \text{s}^{-1}]$	rychlost,
t	$[\text{s}]$	čas,
ρ	$[\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}]$	hustota.
P	$[\text{Pa}]$	tlak,
ν	$[\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}]$	kinematická viskozita,
f	$[\text{N}]$	vnější objemová síla.

8.2 Metody modelování turbulence

8.2.1 Direct Numerical Simulation (DNS)

Metoda Direct Numerical Simulation spočívá v přímém řešení Navier-Stokesových rovnic až do nejmenších měřítek, jež jsou popsána Kolmogorovým měřítkem – rovnice (1.13). Do 70. let minulého století bylo znemožněno použití této metody z důvodu nedostatečné výpočetní techniky. Výpočetní nároky při použití metody DNS jsou i v dnešní době enormní, proto není tato metoda v praxi příliš používána, přestože poskytuje nejpřesnější výsledky. Přesnost výsledků ze simulace metodou DNS je shodná s experimentem při nastavení shodných okrajových podmínek [8, 36].

8.2.2 Large Eddy Simulation (LES)

U metody Large Eddy Simulation se vychází z předpokladu, že hmota, energie a další fyzikální veličiny jsou přenášeny velkými víry, tak jak bylo popsáno v kapitole 1.4.2. Velké víry jsou reprezentovány přímo, zatímco malé víry, které mají často disipativní charakter, jsou filtrovány a modelovány pomocí tzv. subgridních modelů. Z hlediska náročnosti na výpočetní náklady se metoda LES nachází mezi metodami RANS a DNS [36].

8.2.3 Reynolds-averaged Navier–Stokes (RANS)

RANS je nejpoužívanější metodou modelování turbulence v inženýrských úlohách, a to pro svoje nízké výpočetní nároky při zachování požadované přesnosti řešení. Při této metodě dochází k časovému průměrování dle metody navržené Reynoldsem a následnému rozkladu daných veličin na složku průměrnou v čase a na složku fluktuací:

$$u(t) = \bar{u} + u'(t) \quad (8.2)$$

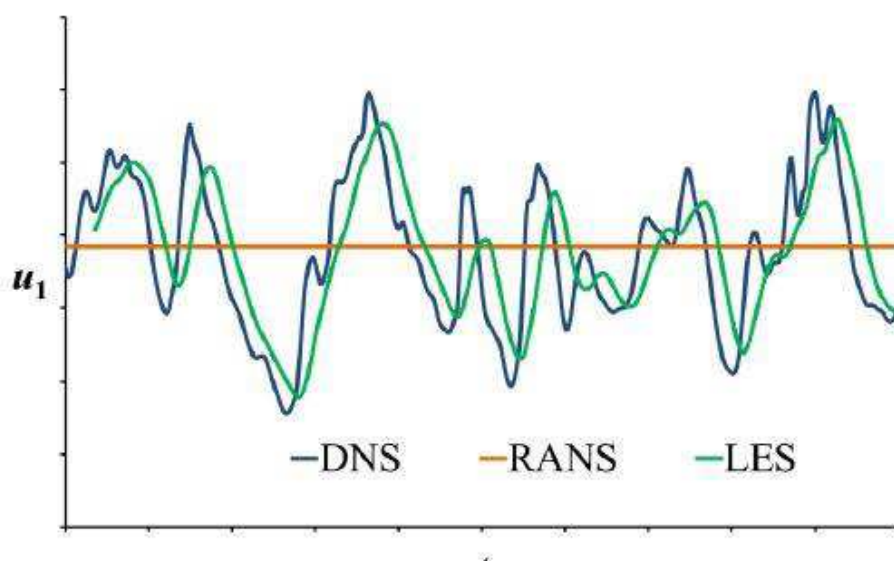
Dále platí:

$$\bar{u} = \int_0^T u(t) dt \quad (8.3)$$

A také:

$$\bar{u}' = 0 \quad (8.4)$$

Tento princip se aplikuje na Navier-Stokesovy rovnice, ve kterých dojde k nahrazení dvojných korelací fluktuací rychlosti modelem turbulence [36]. Výsledkem RANS simulace je časově průměrovaná sledovaná veličina. Průběh výslední rychlosti v čase jednotlivých metod modelování turbulence je na obr. 8.1.



Obr. 8.1 Výsledky řešení N-S dle jednotlivých metod [5]

RANS turbulentní modely využívají k popisu turbulence statistický přístup. Středovaná N–S rovnice za předpokladu platnosti rovnice (8.2) se nazývá v literatuře Reynoldsova rovnice. Tato rovnice obsahuje tenzor Reynoldsových napětí (Reynolds stresses), který je charakteristický pro turbulentní proudění. Většina použitých RANS modelů turbulence je založena na Boussinesquově hypotéze. Tato hypotéza předpokládá platnost Newtonova zákona tj. Reynoldsova napětí jsou úměrná středním gradientům rychlosti. Konstantou úměrnosti je turbulentní viskozita, přičemž turbulentní viskozita není charakteristikou proudícího média, nýbrž charakteristikou proudění. Platí tedy [36, 37]:

$$\tau_{ij} = -\rho \overline{u'_i u'_j} = \tau_t = \eta_t \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \quad (8.5)$$

kde:

τ_{ij}	[Pa]	Reynoldsova napětí,
τ_t	[Pa]	turbulentní napětí,
η_t	[Pa·s]	turbulentní viskozita.

Boussinesquova hypotéza předpokládá, že turbulentní viskozita je izotropní skalární veličina. Tento předpoklad ovšem obecně není splněn. Podmínka je splněna s dostačující přesností pro proudění s jedním dominantním turbulentním napětím [36]. Přehled modelů turbulence založených na Boussinesquově hypotéze je na obr. 8.2.

Odlišný přístup využívá např. Reynolds Stress Turbulence (RST), kdy je řešena transportní rovnice pro každou složku tenzoru Reynoldsových napětí. Modely turbulence založené na tomto přístupu jsou vhodné do turbulentních proudění s anizotropním charakterem, tj. proudění s převažující rotací a převažujícími víry [36].

8.3 Použité RANS modely turbulence

8.3.1 Model k-ε

Jedná se o jeden z nejznámějších a nejpoužívanějších dvourovnicových modelů v praxi. Jde o robustní model s nízkým výpočetním časem a širokým rozsahem použití. Předpoklady pro využití modelu k-ε jsou plně vyvinuté turbulentní proudění a zanedbatelný vliv molekulární viskozity. Přesnost modelu je zvyšována s rostoucí vzdáleností od stěny [36].

8.3.2 Model k-ω

Model k-ω je dvourovnicový turbulentní model, který lépe řeší mezní vrstvu při záporných tlakových gradientech. Model k-ω přináší modifikaci při řešení proudění s nízkým Reynoldsovým číslem. Je vhodný i při uvažování stlačitelnosti a při smykovém proudění. Přesnost modelu klesá s rostoucí vzdáleností od stěny [36].

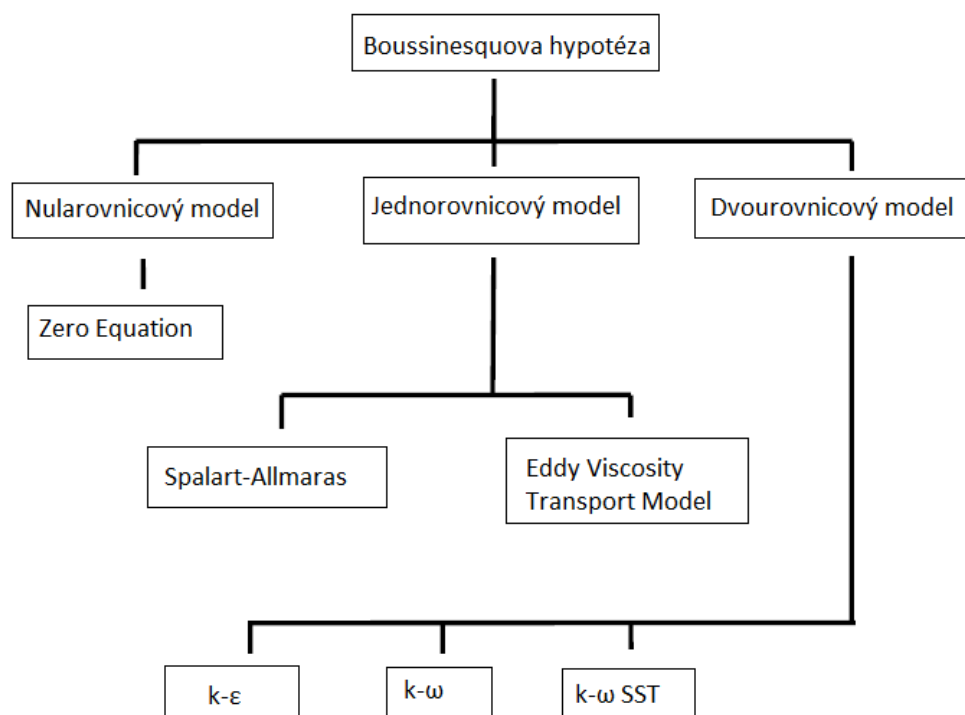
8.3.3 Model SST k-ω

Jelikož mají oba výše popsané modely turbulence opačnou oblast použití, byl vyvinut model turbulence SST¹² k-ω, který kombinuje robustnost a přesnost modelu k-ω v blízkosti stěn s modelem k-ε, který lépe řeší proudění ve volném prostoru [36].

8.3.4 Spalart-Allmaras

Jedná se o jednorovnicový model, který řeší transportní rovnici pro turbulentní viskozitu. Byl vyvinut speciálně pro obtékání stěn v leteckém průmyslu. S jeho využitím lze s vysokou přesností řešit problematiku mezní vrstvy vystavené velkému tlakovému gradientu. Proto v mnoha běžných průmyslových aplikacích model Spalart-Allmaras selhává [36].

¹² Z anglického Shear Stress Transport



Obr. 8.2 Přehled turbulentních modelů založených na Boussinesquově hypotéze. Převzato a upraveno z [37]

8.3.5 Reynolds Stress Model

Tento vícerovnicový model (celkem řešeno až dvanáct rovnic) turbulence je založen na Reynoldsově středování a Reynoldsových napětích. Nevychází tedy z Boussinesquovy hypotézy. Oproti ostatním modelům je výpočet časově náročnější, v mnoha případech to ovšem nepřináší zvýšenou přesnost oproti jiným RANS modelům [36].

8.4 Použitý LES model turbulence

8.4.1 WALE¹³ Subgrid Scale Model

Tento algebraický model je vhodný pro homogenní izotropní turbulenci a pro popis proudění v blízkosti stěny, jelikož zde dobře popisuje asymptotické chování turbulentního proudění. Jedná se o nejjednodušší a tudíž i nejméně náročný model v podskupině algebraických modelů [36].

¹³ Wall-Adapting Local-Eddy Viscosity

9 Aplikace CFD na proudění z vyústky

V rámci předmětu Počítačové modelování I byla zpracována numerická simulace proudění vzduchu z vyústky do volného prostoru. Na tuto práci bylo později navázáno a problematika byla zpracována podrobněji. Byly využity různé metody modelování turbulence – RANS a LES. Dále pak byla provedena simulace proudění vzduchu z vyústky s obestavěním, kdy byl zkoumán vliv stěn simulujících reálné prostředí automobilu na proudění vzduchu. K řešení úloh v rámci této diplomové práce byl použit komerční CFD¹⁴ software Star-CCM+.

9.1 RANS

Metodou Reynoldsova středování Navier-Stokesových rovnic byly řešeny obě modifikace, tj. proudění ve volném prostoru a varianta s obestavěním.

9.1.1 Geometrie

Geometrie byla vytvořena v externím 3D modeláři Rhinoceros 4.0 a poté byla importována do programu Star-CCM+. Geometrie modelů vyústky a varianty s obestavěním jsou na obr. 9.1 respektive obr. 9.2.



Obr. 9.1 Model vyústky

9.1.2 Nastavení výpočtové sítě

Při tvorbě výpočetní sítě byly použity následující modely:

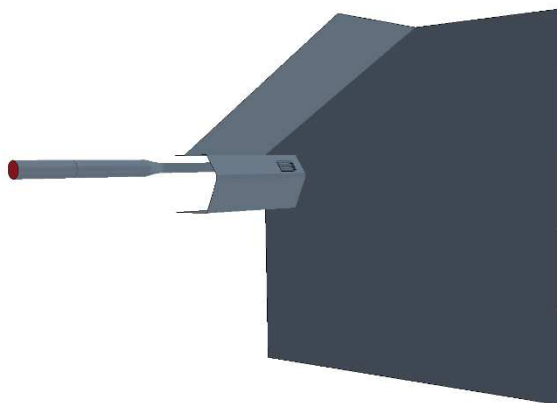
- Prism Layer Mesher¹⁵
- Polyhedral Mesher¹⁶
- Surface Remesher¹⁷

¹⁴ Z anglického Computational Fluid Dynamics – výpočtová mechanika kontinua.

¹⁵ Tento model vytváří ortogonální prizmatické buňky u povrchů stěn [39].

¹⁶ Polyhedral Mesher způsobuje, že síť je tvořena polyhedry. Generátor sítě v Star-CCM+ obsahuje tři různé modely, kromě námi zvoleného modelu jsou zde k dispozici ještě Tetrahedral Mesher a Trimmer.

¹⁷ Model vytvářející povrchovou síť.



Obr. 9.2 Geometrie vyústky s obestavěním

Hodnoty vybraných charakteristik sítě:

- Base size: 0,027 m
- Number of Prism Layers¹⁸: 3
- Prism Layer Stretching: 1,2
- Prism Layer Thickness: 0,0054 m



Obr. 9.3 Povrchová síť

Základní velikost buňky (base size) byla zvolena tak, aby splňovala podmínku konvergence, vyjádřené Courantovým číslem, které je definováno:

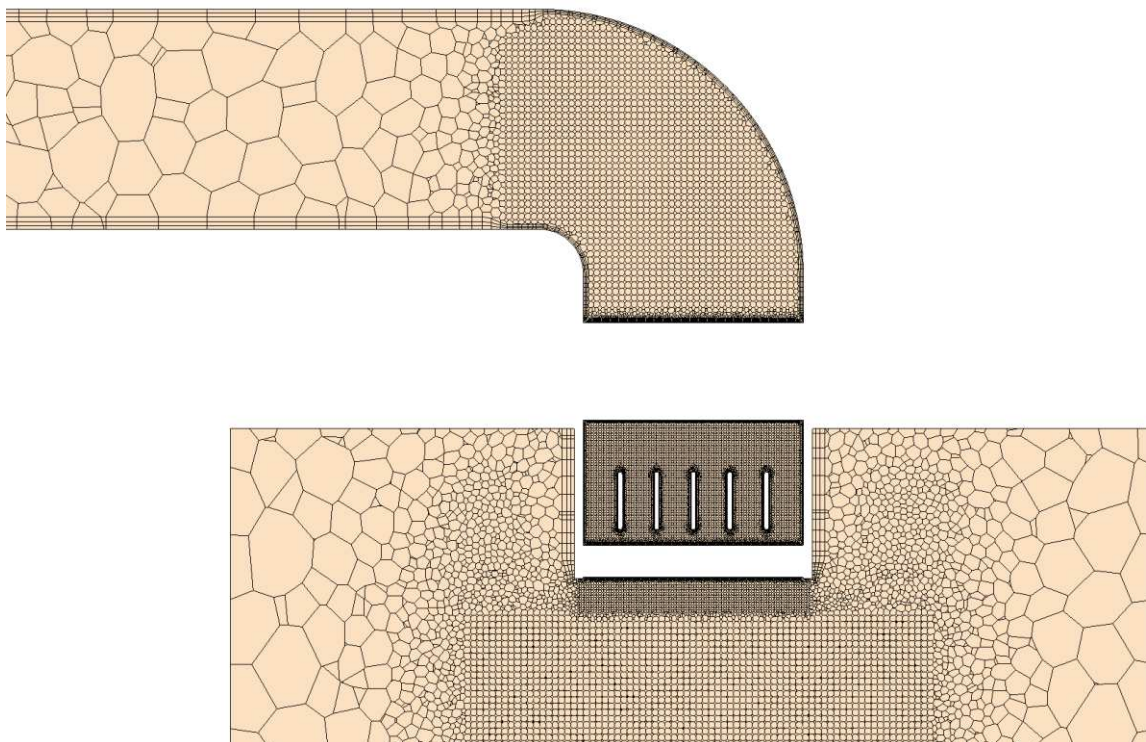
$$C = \frac{u\Delta t}{\Delta x} \leq C_{max} \quad (9.1)$$

kde:

C	$[-]$	Courantovo číslo,
u	$[m \cdot s^{-1}]$	rychlost,
Δt	$[s]$	časový krok,
Δx	$[m]$	základní velikost buňky.

¹⁸ Tři prismatické vrstvy byly použity, pokud pro simulaci proudění v blízkosti stěn byly využity stěnové funkce. V případě, že se proudění u stěny modelovalo, bylo použito deset prismatických vrstev. Podrobnější popis je uveden na další straně.

Dále bylo třeba lokálně zjemnit velikost buněk v oblasti kolena, uzavírací klapky, směrovacích lamel a v prostoru bezprostředně před vyústkou. V těchto místech byla



Obr. 9.4 Detail objemové sítě – horizontální řez v oblasti lamel

nastavena hodnota velikosti buněk 7 % ze základní hodnoty. Povrchová síť je na obr. 9.3, objemová síť je poté zobrazena na obr. 9.4. Detaily dalších míst, ve kterých bylo třeba lokálně zjemnit síť jsou umístěny v příloze B. Obě modifikace byly shodně tvořeny z 2,5 milionů buněk.

9.1.3 Nastavení fyzikálních a okrajových podmínek

Jedná se o 3D úlohu, proto byl aktivován „Three Dimensional“ model a s ním související model „Gradients“. Proudící látkou ve vyústce je vzduch s konstantní hustotou (zvoleny modely „Gas“ a „Constant Density“). Úloha byla řešena jako nestacionární (aktivován model „Implicit Unsteady“). Dále byl aktivován model „Segregated Flow“, který zapřičiňuje oddělené řešení rovnic zachování hmoty a pohybu.

Poté byl vybrán model turbulence. Numerická simulace pro volný prostor byla provedena pro tyto turbulentních modely:

- $k-\varepsilon$
- $k-\omega$
- SST $k-\omega$ ¹⁹

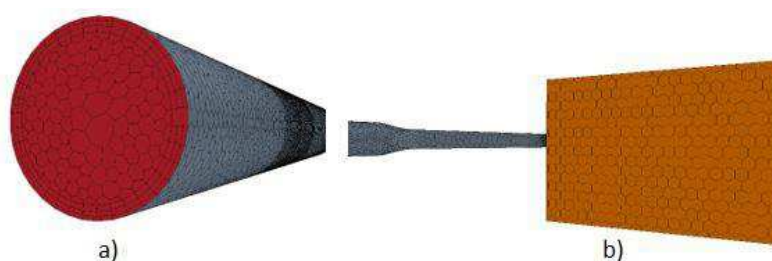
¹⁹ U tohoto modelu turbulence byly použity dva přístupy pro modelování proudění v blízkosti stěny. V prvním případě byl aktivován model „All y+ Wall Treatment“. S jeho pomocí dochází k využití stěnových funkcí, které pracují na základě semi-empirických vztahů a funkcí. Tento přístup neřeší oblast ovlivněnou molekulární viskozitou, proto je síť v blízkosti stěny relativně hrubá [36]. V druhém případě bylo proudění u stěny modelováno, byl vybrán model „Low y+ Wall treatment“. Při využití druhého případu musí být síť v blízkosti stěny dostatečně jemná.

- Spalart Allmaras
- RST

Pro variantu s obestavěním byly vybrány turbulentní modely, které poskytly dostatečné výsledky v porovnání s experimentem pro variantu proudění ve volném prostoru. Byly to tyto modely turbulence:

- $k-\varepsilon$
- $k-\omega$
- SST $k-\omega$ ²⁰
- RST

Okrajová podmínka typu „Velocity Inlet“ byla nastavena na vstupním kruhovém potrubí, a to na hodnotu $6,0196 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. Byl použit uniformní rychlostní profil. Na výstupu z vyústky byla definována okrajová podmínka typu „Pressure Outlet“. Hodnota přetlaku ve výtokové oblasti byla nastavena na hodnotu 0 Pa. Všechny stěny vyústky byly nastaveny jako okrajová podmínka typu „Wall“. Okrajové podmínky jsou zobrazeny na obr. 9.5.



Obr. 9.5 Definice okrajových podmínek a) Inlet
b) Outlet

Časový krok byl v prvním fázi vypočten ze vztahu (9.1) pro Courantovo číslo. Poté byl časový krok upraven dle potřeby tak, aby maximální hodnota Courantova čísla nepřesáhla hodnotu $C_{max} = 5$. Časový krok byl poté nastaven na hodnotu $3,3 \cdot 10^{-4} \text{ s}$.

9.2 Large Eddy Simulation

V této části jsou popsána pouze ta nastavení výpočetního modelu, která se odlišují od nastavení pro výpočet metodou RANS. Jelikož metoda LES je velmi výpočetně náročná, byla pomocí ní řešena pouze problematika proudění z vyústky do volného prostoru.

9.2.1 Nastavení výpočetní sítě

Při tvorbě výpočetní sítě byly použity modely shodné jako u metody RANS. Hodnoty vybraných charakteristik sítě jsou ovšem odlišné:

- Base size: 0,002 m
- Number of Prism Layers: 10
- Prism Layer Stretching: 1,2
- Prism Layer Thickness: 0,0017 m

²⁰ Zde byl využit pouze model „All y+ Wall Treatment“

Základní velikost sítě byla vypočtena z rovnice (1.12) a poté upravena dle rovnice (9.1). Sít' byla považována za adekvátně jemnou a nebylo třeba provádět lokální zjemnění v kritických místech. Sít' byla tvořena ze 16,8 milionů buněk a je zobrazena na obr. 9.6.



Obr. 9.6 Výpočetní sít' pro metodu LES.

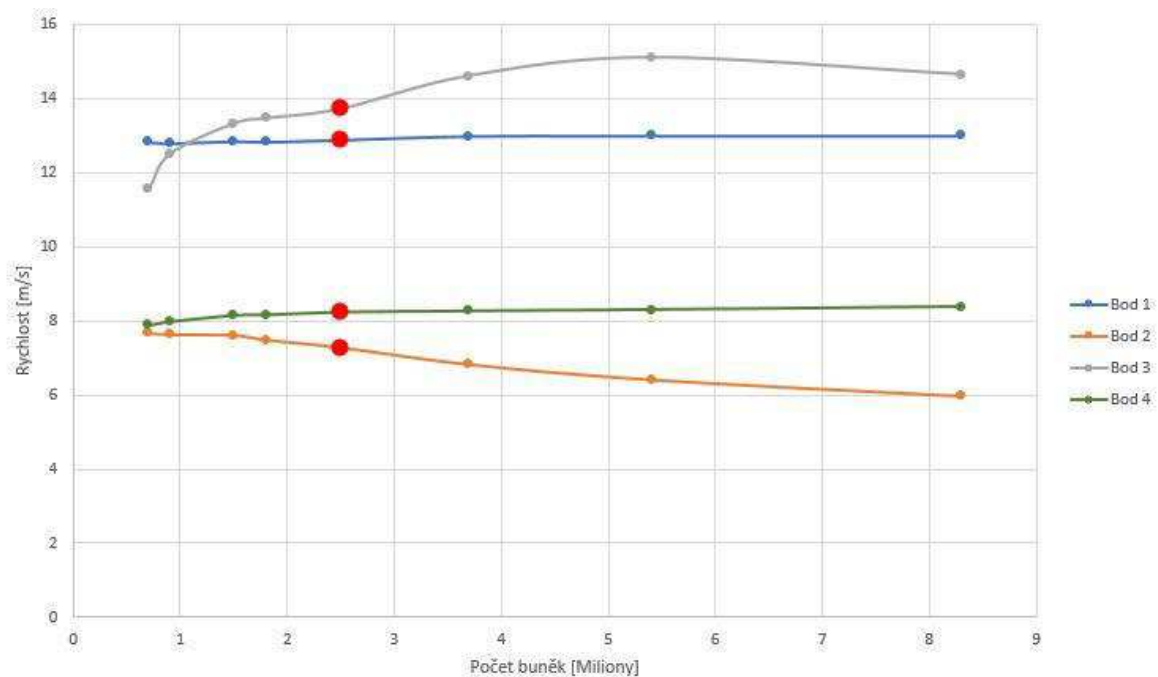
9.2.2 Nastavení fyzikálních podmínek

Byl vybrán subgridní model turbulence WALE, který je popsán výše. Časový krok byl vypočten ze vztahu (9.1). Jeho hodnota byla $2 \cdot 10^{-5}$ s.

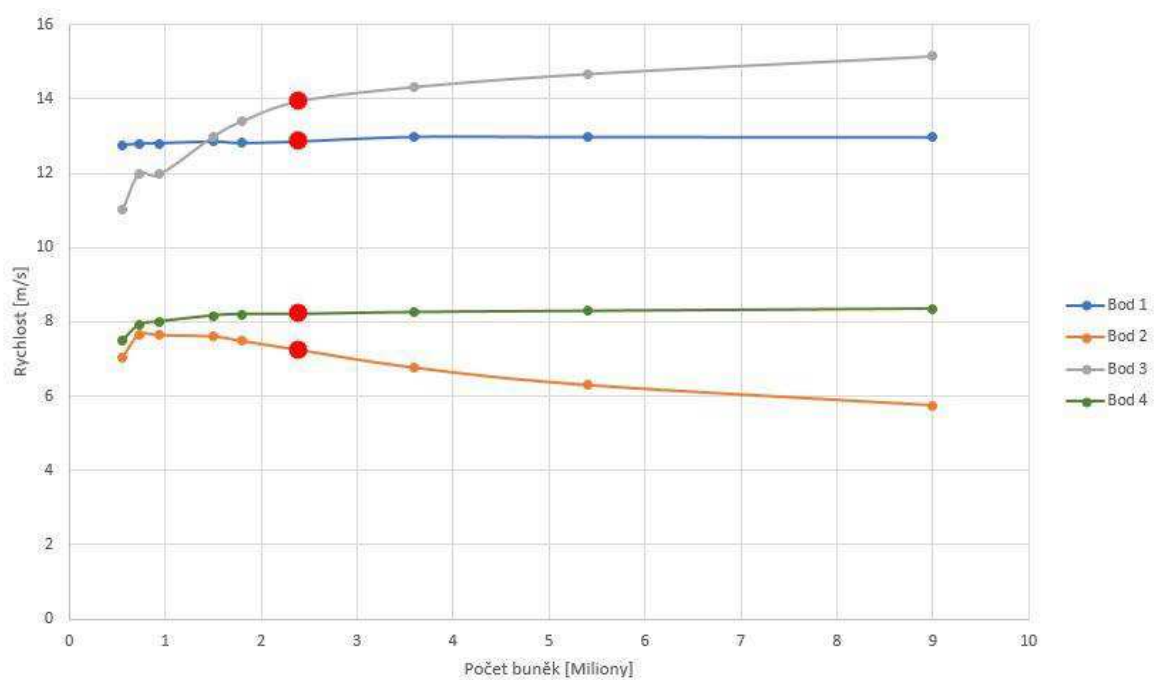
9.3 Test nezávislosti řešení na výpočetní síti

Test nezávislosti řešení na výpočetní síti, zkráceně také test nezávislosti sítě je důležitá součást každé numerické simulace. Aby výsledky numerické simulace byly validní, musí být nezávislé na výpočetní síti. Test nezávislosti sítě se uskuteční tak, že výpočetní sít', na které byla provedena simulace, se dále zjemní a na této síti se provede výpočet. Poté se porovnávají dosažené výsledky obou simulací. Pokud se výsledky výrazně neliší, lze původní výpočetní sít', na které byla provedena simulace, prohlásit za dostatečně jemnou a výsledky dosažené v této simulaci za nezávislé na výpočetní síti.

Test nezávislosti sítě, na kterém byla řešená úloha metodou RANS, byl proveden pro obě modifikace, a to na modelu turbulence k- ϵ . Test nezávislosti sítě byl realizován celkem na osmi výpočetních sítích. Byla sledována rychlost ve čtyřech bodech. Bod 1 byl umístěn v úpatí clony, bod 3 byl umístěn za clonou v místě maximální rychlosti proudění. Body 2 a 4 byly umístěny před vyústkou. Test nezávislosti sítě je pro volný proud a variantu s obestavěním zobrazený na obr. 9.7, resp. obr. 9.8.



Obr. 9.7 Test nezávislosti sítě – volný proud



Obr. 9.8 Test nezávislosti sítě – obestavění

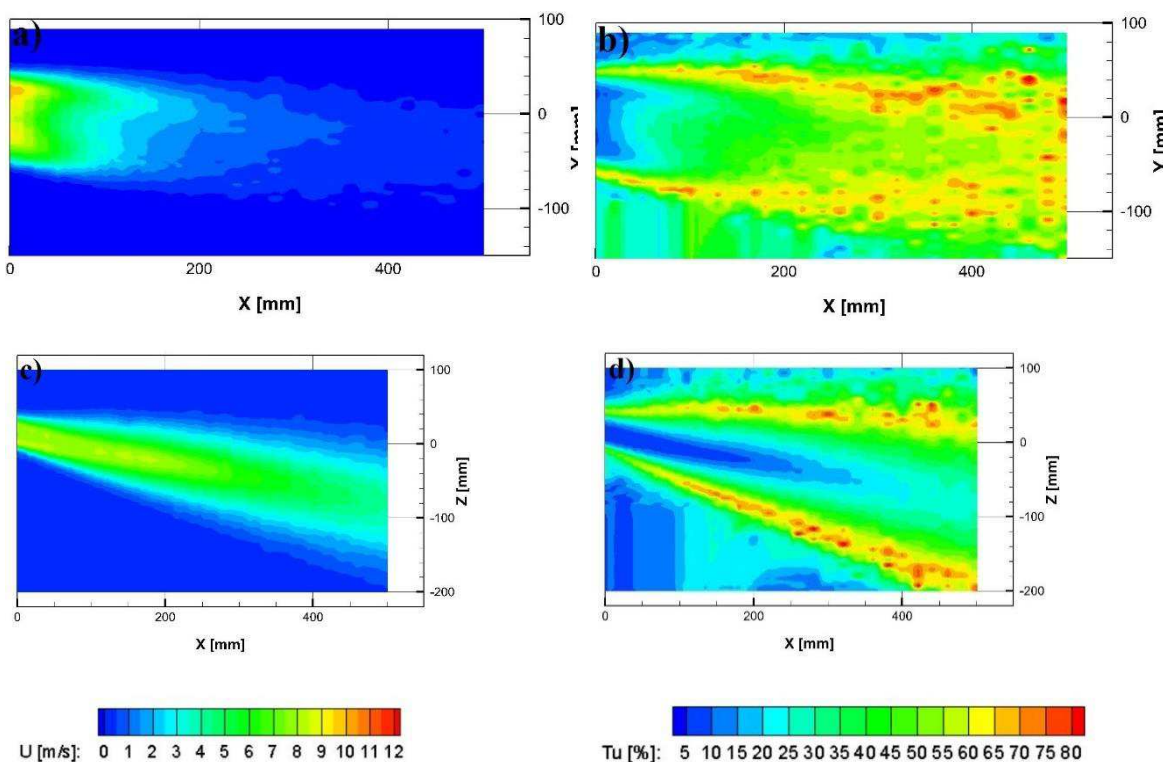
Výpočetní síť, která byla základem pro numerickou simulaci jednotlivých modelů turbulence, je v grafech označena červenou barvou. Rychlosti v jednotlivých bodech se v závislosti na velikosti sítě nelišily v průměru o více jak 1,5 %. Proto lze řešení numerické simulace považovat za nezávislé na výpočetní síti.

Pro výpočetní síť, která byla základem pro výpočet metodou LES, nebyl použit test nezávislosti sítě, a to z důvodu časové náročnosti této metody.

10 Výsledky

10.1 Výsledky experimentu

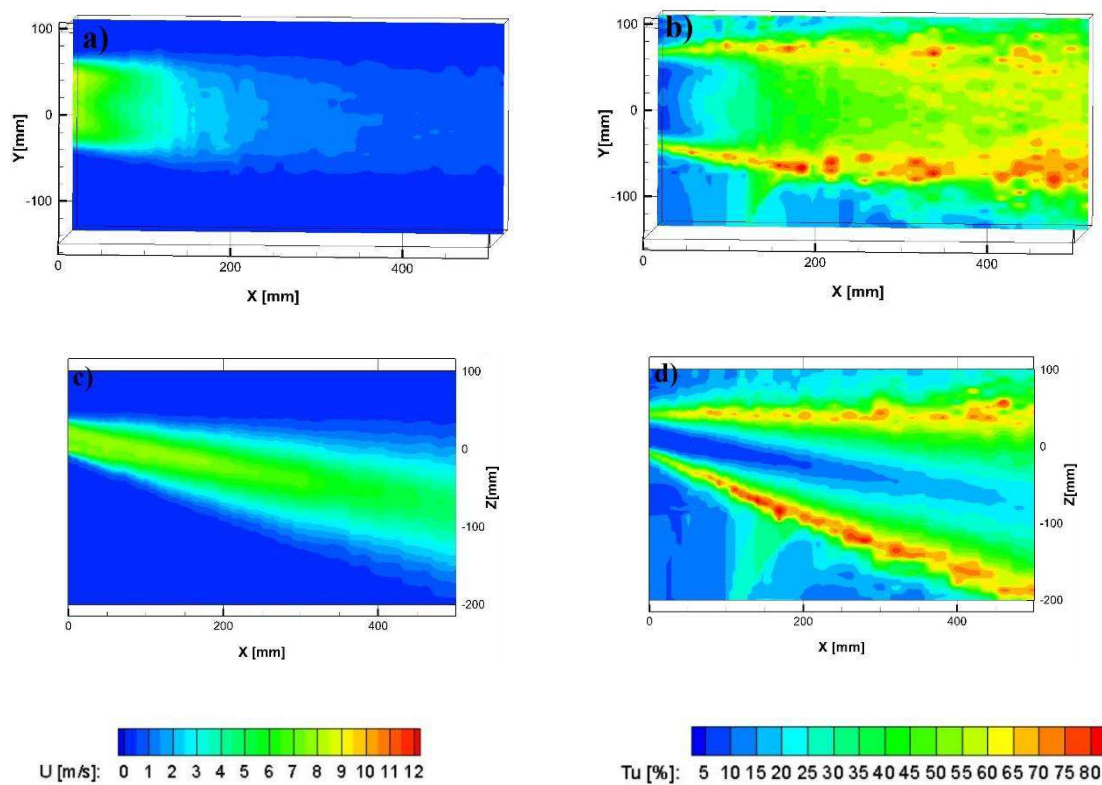
Naměřená data byla zpracována za použití softwaru TECPLOT 360 (verze 2013R1). K interpolaci byla využita metoda vážené inverzní vzdálenosti (Inverse-distance interpolation). Výsledkem zpracování dat bylo získání trojdimenzionálního rychlostního pole v celé měřené oblasti. Výsledky experimentu pro variantu volného proudu a pro modifikaci s obestavěním jsou na obr. 10.1, resp. obr. 10.2.



Obr. 10.1 Výsledky měření metodou CTA pro variantu volného proudu

- a) rychlostní pole – horizontální rovina středem vyústky
- b) intenzita turbulence – horizontální rovina středem vyústky
- c) rychlostní pole – vertikální rovina středem vyústky
- d) intenzita turbulence – vertikální rovina středem vyústky

Pro variantu volného proudu dosahuje magnituda rychlosti maximální hodnoty $11,0 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, pro modifikaci s obestavěním je tato hodnota $10,2 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. Maximální hodnota intenzity turbulence pro volný proud je 79 %. Pro obestavění tato hodnota dosahuje 75 %.

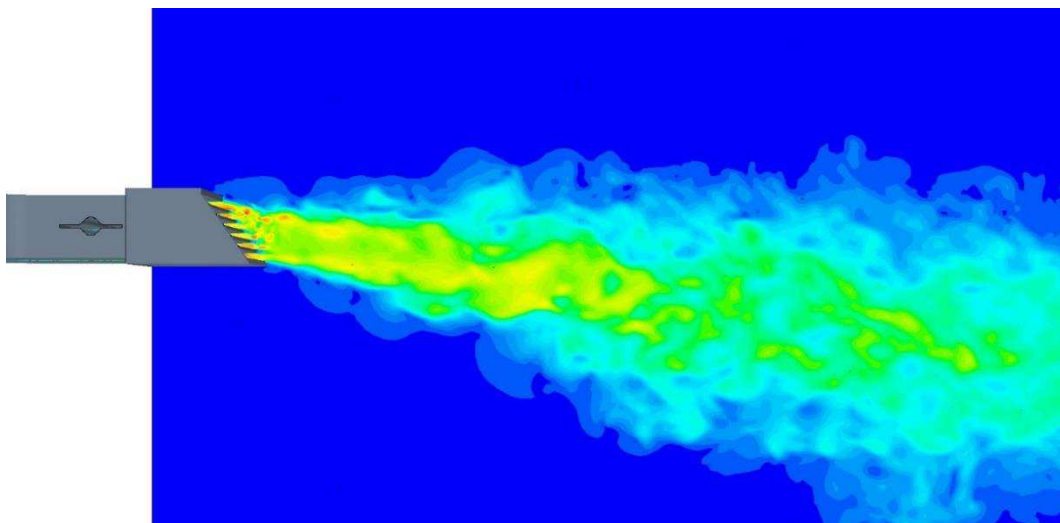


Obr. 10.2 Výsledky měření metodou CTA pro variantu s obestavěním

- a) rychlostní pole – horizontální rovina středem vyústky
- b) intenzita turbulence – horizontální rovina středem vyústky
- c) rychlostní pole – vertikální rovina středem vyústky
- d) intenzita turbulence – vertikální rovina středem vyústky

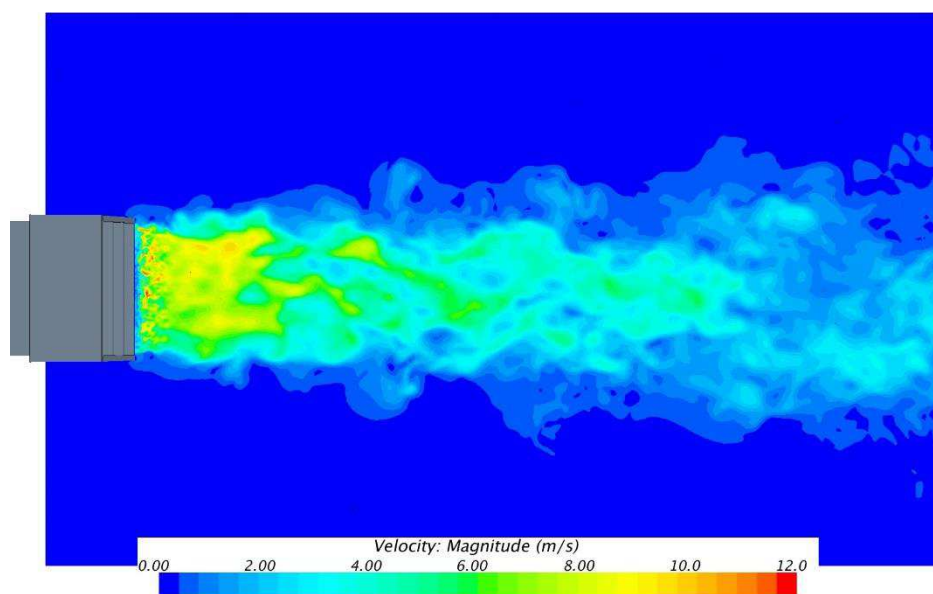
10.2 CFD

Rychlostní pole získaná na základě numerické simulace jsou součástí přílohy C. Metoda Large Eddy Simulation nám umožňuje získat okamžité hodnoty rychlostního pole, jelikož



Obr. 10.3 LES – rychlostní pole, vertikální rovina (okamžité hodnoty)

nedochází k časovému průměrování rychlosti (viz kapitola 8.2.3). Okamžitá rychlostní pole jsou zobrazena na obr. 10.3 a obr. 10.4. Větší série snímků okamžitého rychlostního pole je poté umístěna v příloze C.



Obr. 10.4 LES – rychlostní pole, horizontální rovina (okamžité hodnoty)

11 Porovnání dosažených výsledků

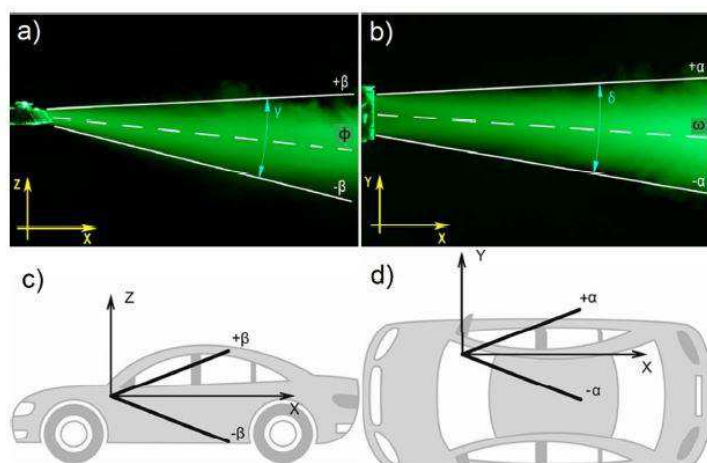
Následující kapitola se snaží dosažené výsledky objektivně zhodnotit, a to na základě více kritérií. Autor zde uvádí porovnání výsledků dle úhlu směřování a poklesu osové rychlosti. Poté jsou v této kapitole vykresleny rychlostní profily. Dále jsou zde uvedeny výsledky Molčanova experimentu metodou kouřové vizualizace publikované v jeho závěrečné práci [38].

11.1 Porovnání dle úhlů směřování

K vyhodnocení úhlů směřování byl použit software MATLAB (verze R2018a). Okraje proudu jsou určeny dle [2] jako 10 % z osové rychlosti v odpovídající rovině. Tyto body byly za použití metody nejmenších čtverců proloženy přímkami. Úhly proudu jsou poté definovány jako odchylky těchto přímek od příslušných os v souřadném systému automobilu [33]. Okraje proudu jsou definovány dle úhlů $\pm\alpha$ a $\pm\beta$ pro horizontální, resp. vertikální rovinu. Osa proudu je pak charakterizována úhly ω a ϕ pro horizontální, resp. vertikální rovinu, tyto úhly jsou definovány jako aritmetický průměr obou okrajových úhlů proudu. Úhly směřování jsou zobrazeny na obr. 11.1.

Určení osy proudu na základě aritmetického průměru okrajových úhlů (z rozevření proudu) není zcela přesné. Tento způsob určení osy proudu bývá využíván při použití metody kouřové vizualizace, kdy neznáme hodnoty rychlostí ve sledované oblasti. Přesnější způsob určení osy proudu spočívá v nalezení maximálních rychlostí v jednotlivých měřených rovinách a následném proložení bodů přímkou s využitím metody nejmenších čtverců. Takto určený úhel odklonu osy je značen ψ (θ) pro vertikální (horizontální) rovinu. Za pozornost stojí určení odchylky úhlů osy proudu získaných na základě obou výše popsaných postupů. To nám umožní predikovat odchylku určení osy proudu při použití metody kouřové vizualizace.

Horizontální i vertikální roviny, na nichž jsou úhly směřování vyhodnocovány, procházejí středem vyústky. Úhly směřování pro proudění ve volném prostoru jsou zobrazeny na obr. 11.2 a obr. 11.3. Úhly směřování pro variantu s obestavěním jsou poté na obr. 11.4 a obr. 11.5.



Obr. 11.1 Úhly směřování proudu [22]

Pro větší přehlednost byly získané úhly směřování zapsány do tabulek (tab. 11.1–tab. 11.4).

Výsledky proudění ve volném prostoru v horizontální rovině ukazují na podobnost RANS modelů turbulence, neboť získaná data u těchto numerických modelů se liší nejvýše o 1° s výjimkou modelu turbulence Spalart-Allmaras, který se při určení spodního okraje proudu odlišuje o 3° . RST a LES nejlépe odhadly rozevření proudu, kdy odchylka úhlu je pouhých $7'$. Metoda Large Eddy Simulation s modelem turbulence Low y^+ nejlépe určily úhel sklonu proudu daný proložením maximálních rychlostí.

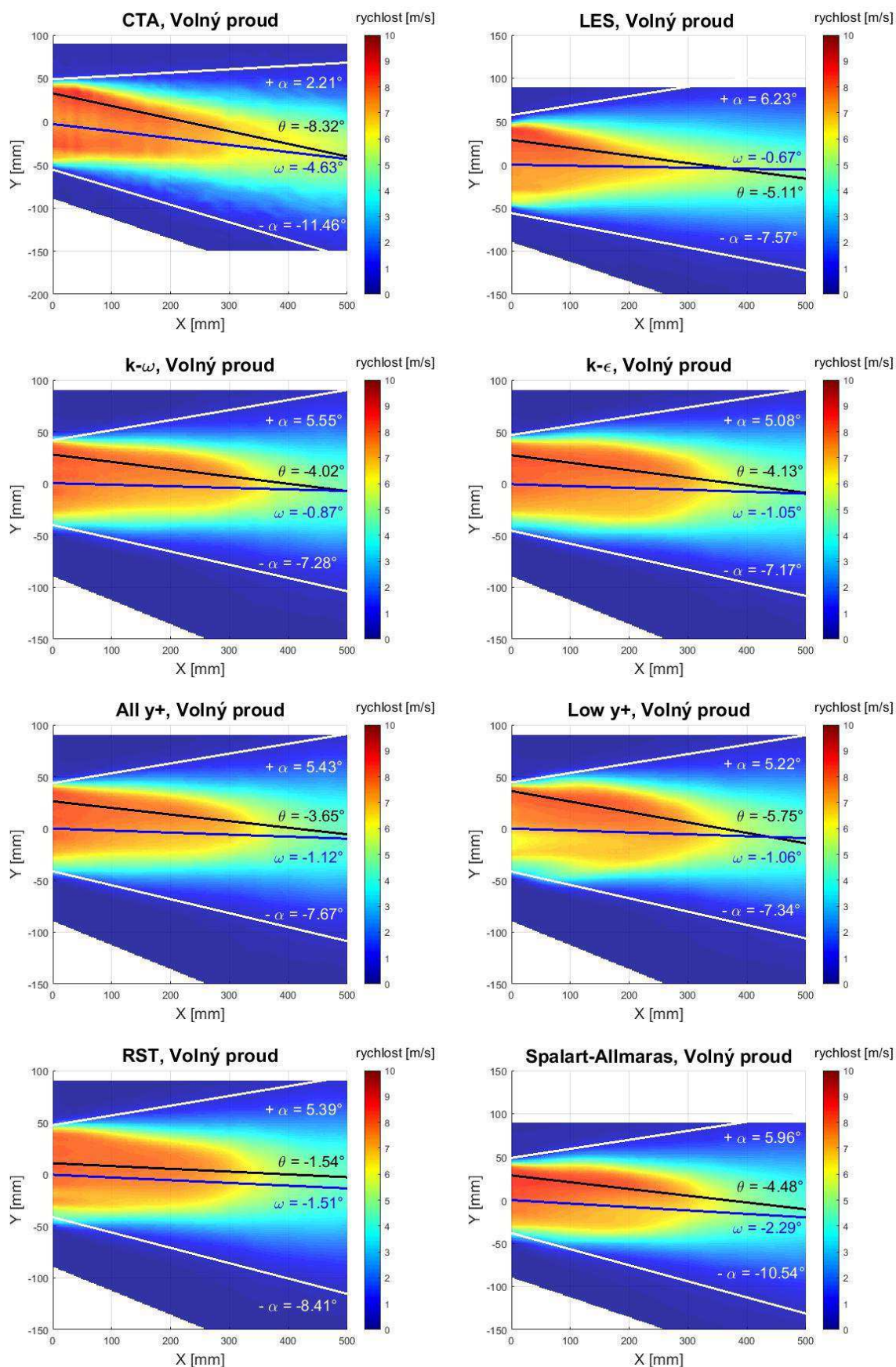
Srovnání úhlů směřování pro vertikální rovinu ukazuje, že jediný model turbulence $k-\varepsilon$ určil záporný sklon horního okraje proudu. Dolní okraj proudu určily nejpřesněji modely Spalart-Allmaras a Large Eddy Simulation. Osu proudu oběma přístupy definoval nejpřesněji Spalart-Allmaras.

Tab. 11.1 Úhly směřování volného proudu pro horizontální rovinu

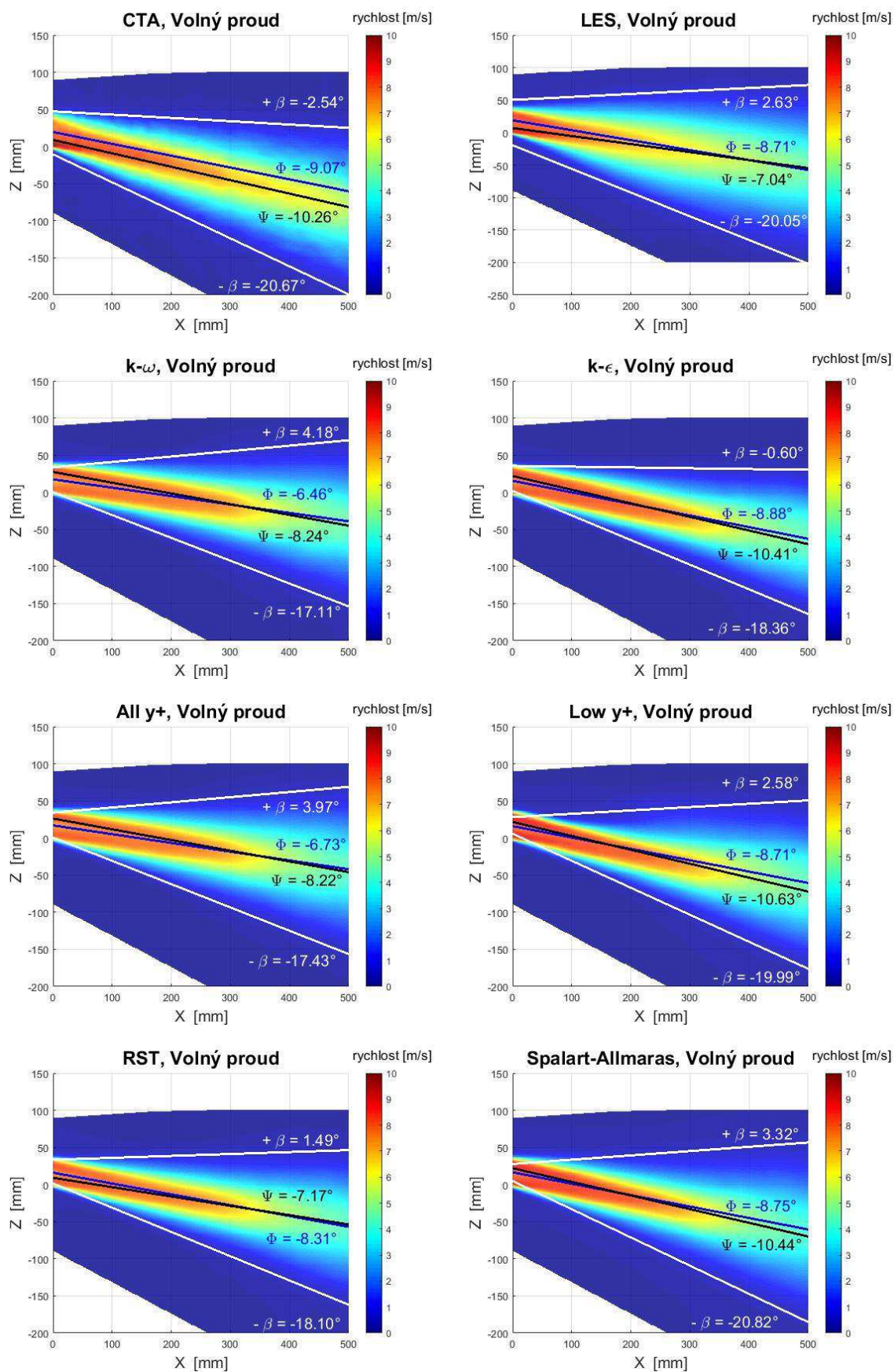
CTA/model turbulence	$+\alpha$ [°]	$-\alpha$ [°]	δ [°]	ω [°]	θ [°]
CTA	2,21	-11,46	13,67	-4,63	-8,32
LES	6,23	-7,57	13,80	-0,67	-5,11
k-ω	5,55	-7,28	12,83	-0,87	-4,02
k-ε	5,08	-7,17	12,25	-1,05	-4,13
All y^+	5,43	-7,67	13,10	-1,12	-3,65
Low y^+	5,22	-7,34	12,56	-1,06	-5,75
RST	5,39	-8,41	13,80	-1,51	-1,54
Spalart-Allmaras	5,96	-10,54	16,50	-2,29	-4,48

Tab. 11.2 Úhly směřování volného proudu pro vertikální rovinu

CTA/model turbulence	$+\beta$ [°]	$-\beta$ [°]	γ [°]	Φ [°]	Ψ [°]
CTA	-2,54	-20,67	23,21	-9,07	-10,26
LES	2,63	-20,05	22,68	-8,71	-7,04
k-ω	4,18	-17,11	21,29	-6,46	-8,24
k-ε	-0,60	-18,36	18,96	-8,88	-10,41
All y^+	3,97	-17,43	21,40	-6,73	-8,22
Low y^+	2,58	-19,99	22,57	-8,71	-10,63
RST	1,49	-18,10	19,59	-8,31	-7,17
Spalart-Allmaras	3,32	-20,82	24,14	-8,75	-10,44



Obr. 11.2 Úhly směřování volného proudu – horizontální rovina



Obr. 11.3 Úhly směřování volného proudu – vertikální rovina

Ve spojitosti s horizontální rovinou s obestavěním lze říci, že horní okraj proudu určený z experimentu je menší v průměru o $2,6^\circ$ než úhly určené z numerické simulace. Rozptyl hodnot při určení okrajů proudu z numerické simulace je menší jak 1° . Úhel osy proudu θ určily modely turbulence k- ω , k- ϵ a All y+ s odchylkou menší jak 2° , RST určil tento úhel s odchylkou $3,5^\circ$.

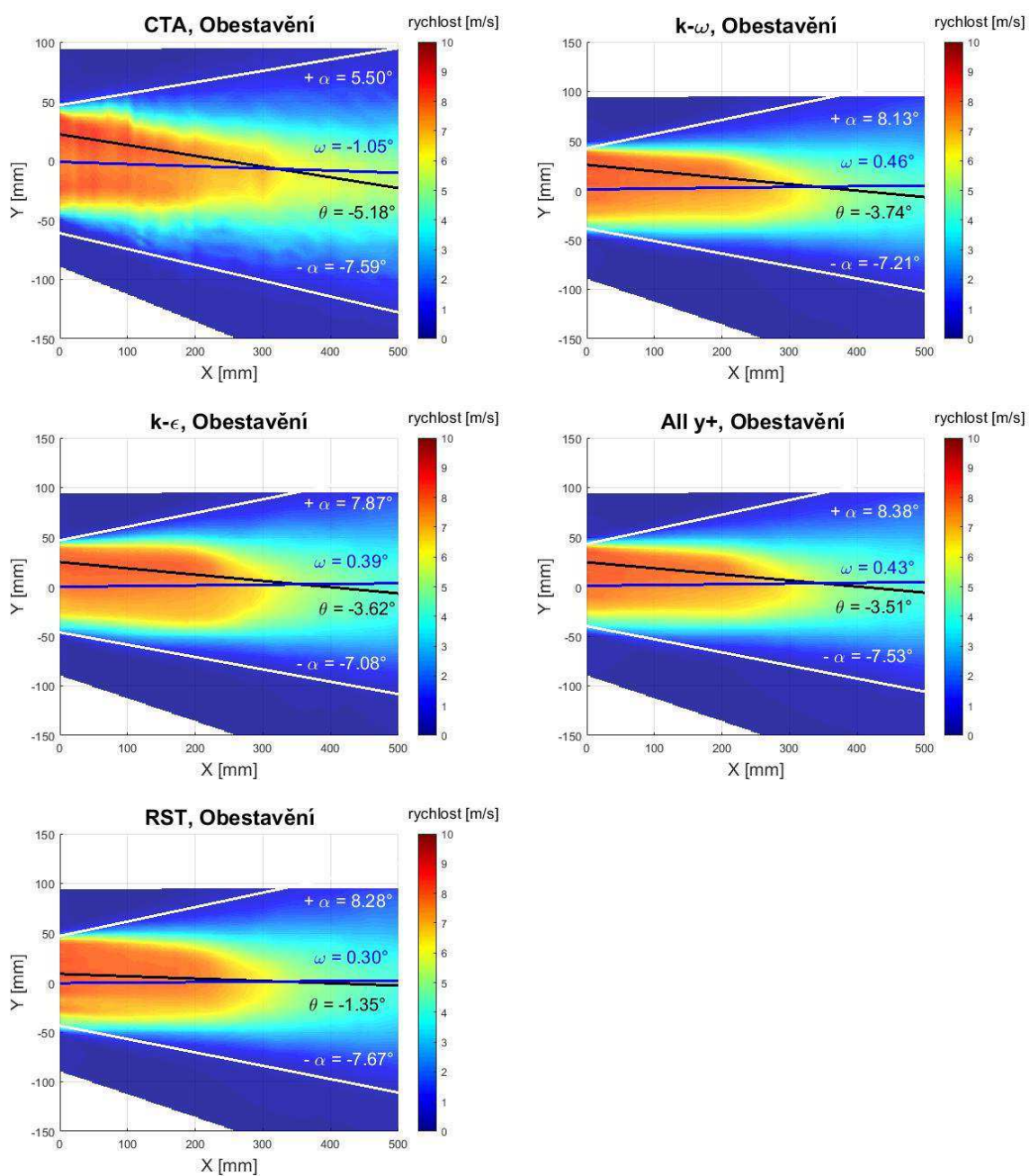
Tab. 11.3 Úhly směřování obestavěného proudu pro horizontální rovinu

CTA/model turbulence	$+\alpha$ [°]	$-\alpha$ [°]	δ [°]	ω [°]	θ [°]
CTA	5,50	-7,59	13,09	-1,05	-5,18
k- ω	8,13	-7,21	15,34	0,46	-3,74
k- ϵ	7,87	-7,08	14,95	0,39	-3,62
All y+	8,38	-7,53	15,91	0,43	-3,51
RST	8,28	-7,67	15,95	0,30	-1,35

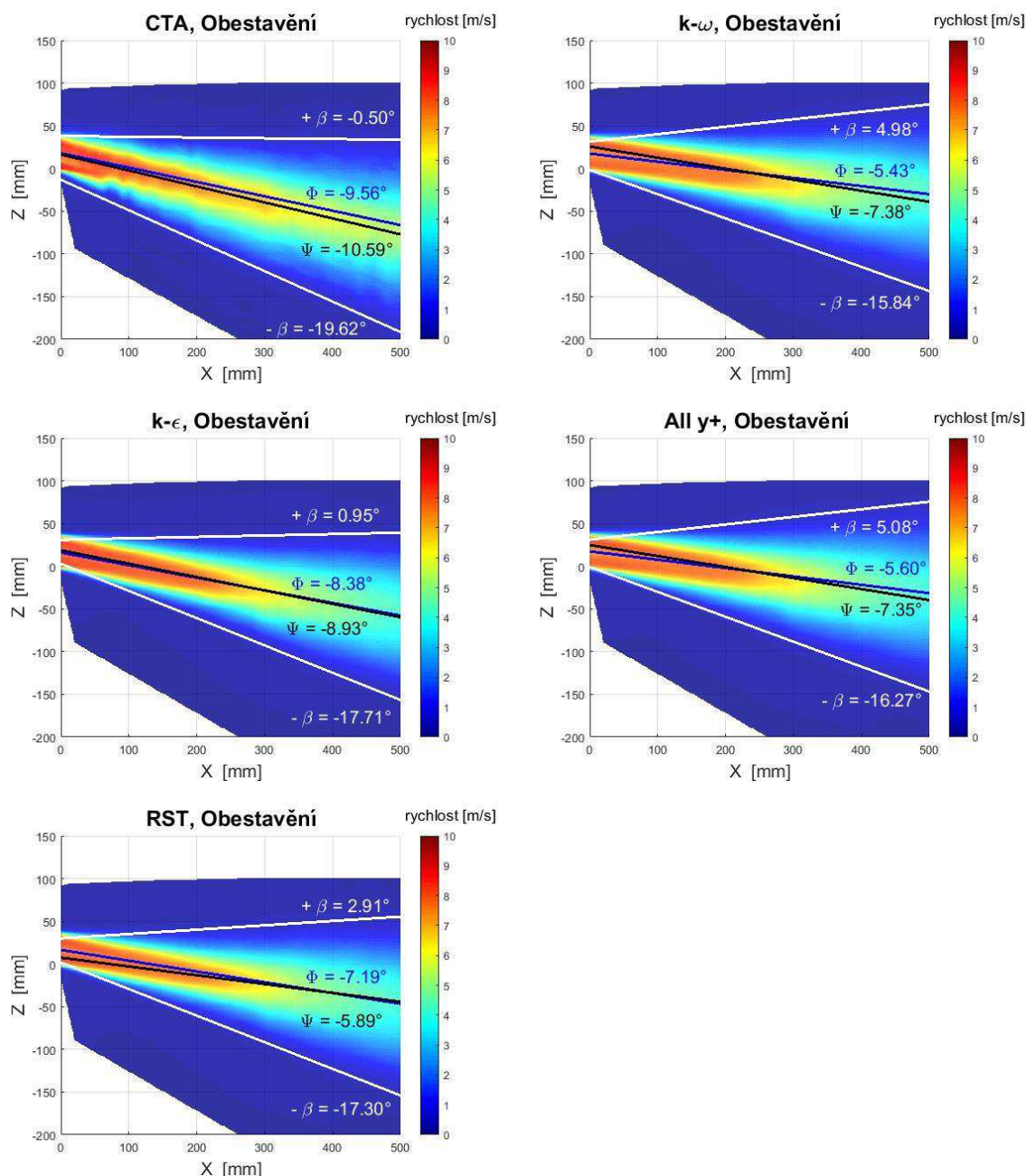
Tab. 11.4 Úhly směřování obestavěného proudu pro vertikální rovinu

CTA/model turbulence	$+\beta$ [°]	$-\beta$ [°]	γ [°]	Φ [°]	ψ [°]
CTA	-0,50	-19,62	20,12	-9,56	-10,59
k- ω	4,98	-15,84	20,82	-5,43	-7,38
k- ϵ	0,95	-17,71	18,66	-8,38	-8,93
All y+	5,08	-16,27	21,35	-5,60	-7,35
RST	2,91	-17,30	20,21	-7,19	-5,89

Pro vertikální rovinu dosáhl nejlepší shody s experimentem model turbulence k- ϵ . Rozdíl mezi úhly osy proudu určených z rozevření a z maximálních rychlostí se liší v horizontální rovině pro obě varianty shodně o 4° . Ve vertikální rovině je rozdíl obou metod podstatně menší a pohybuje se okolo 1° .



Obr. 11.4 Úhly směřování pro variantu s obestavěním – horizontální rovina



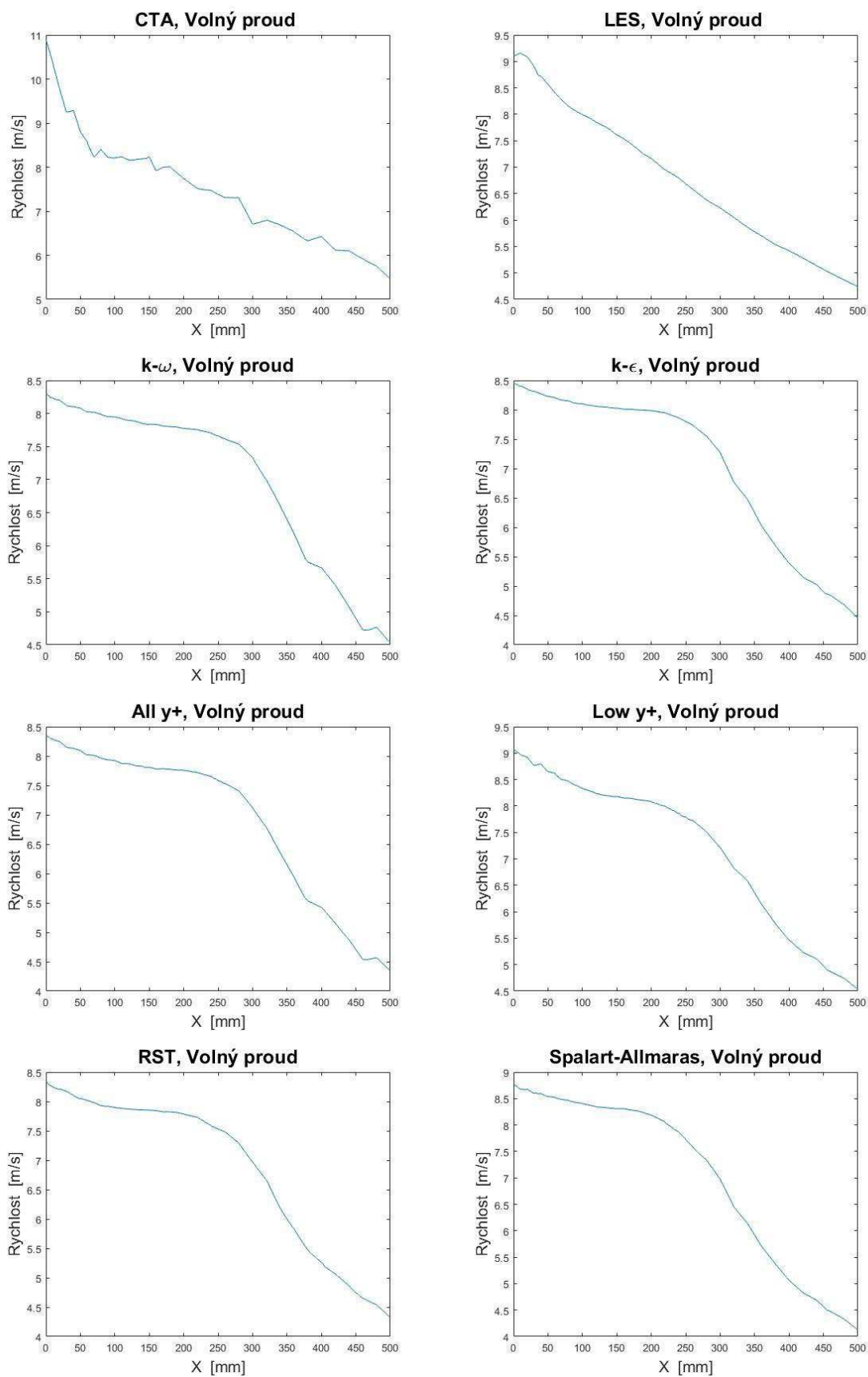
Obr. 11.5 Úhly směřování pro variantu s obestavěním – vertikální rovina

11.2 Pokles osové rychlosti

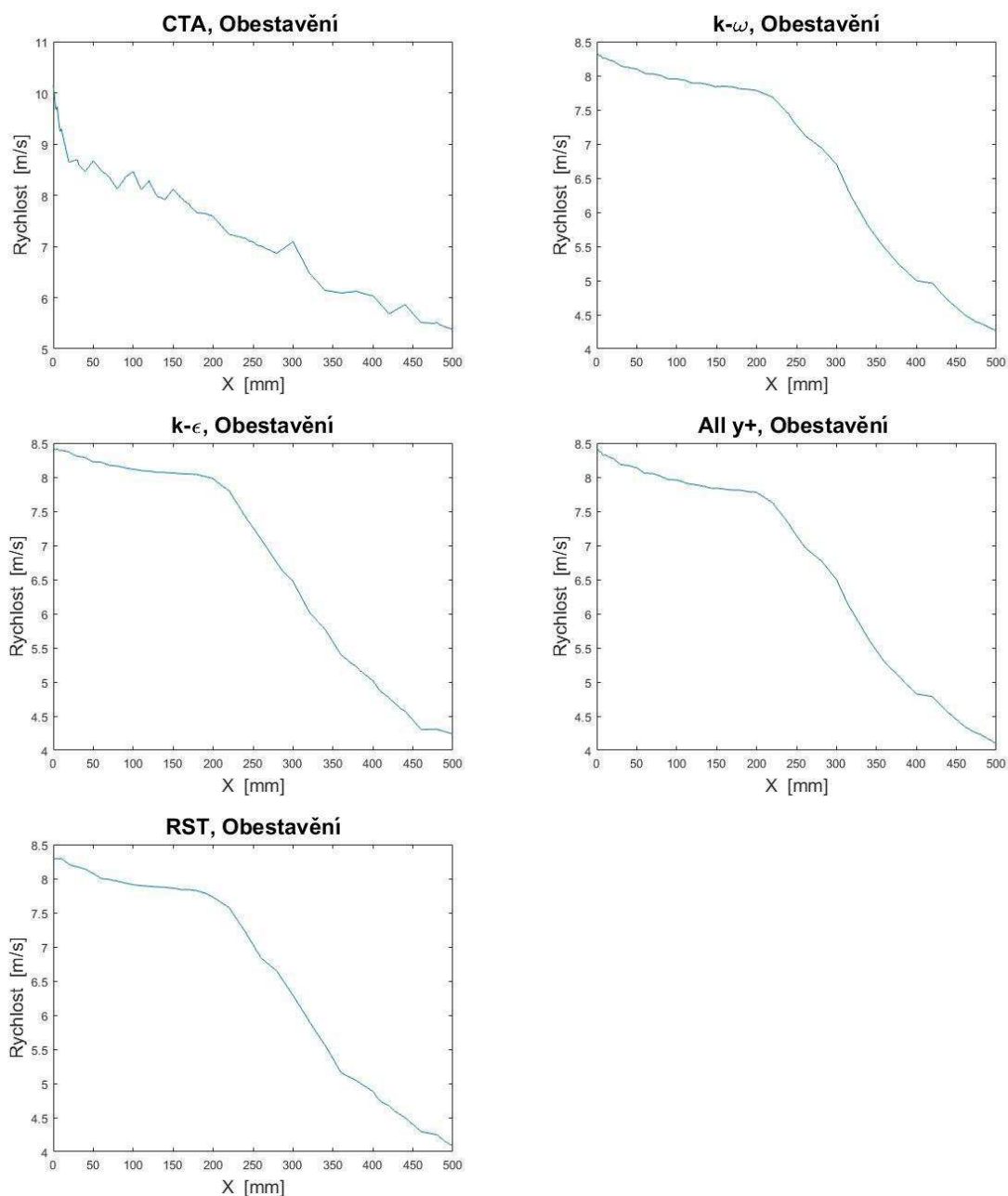
Důležitou vlastností proudu je informace o poklesu jeho rychlosti. Z teorie proudění víme, že izotermní zatopený proud má v krajní oblasti šíření téměř konstantní rychlost, poté je pokles jeho rychlosti nepřímo úměrný vzdálenosti.

Pokles osové rychlosti je pro volný proud a pro variantu s obestavěním zobrazen na obr. 11.6, resp. obr. 11.7. U experimentu pozorujeme strmý pokles v blízkosti vyústky, což může být způsobeno mírně neizotermním proudem, který je navíc silně ovlivněn kolenem a uzavírací klapkou, které jsou umístěny před vyústkou. Metoda modelování turbulence LES se nejvíce blíží k experimentu, rychlost klesá s rostoucí vzdáleností a má

přibližně přímkový tvar. Průběh poklesu osové rychlosti všech RANS turbulentních modelů je přibližně stejný.



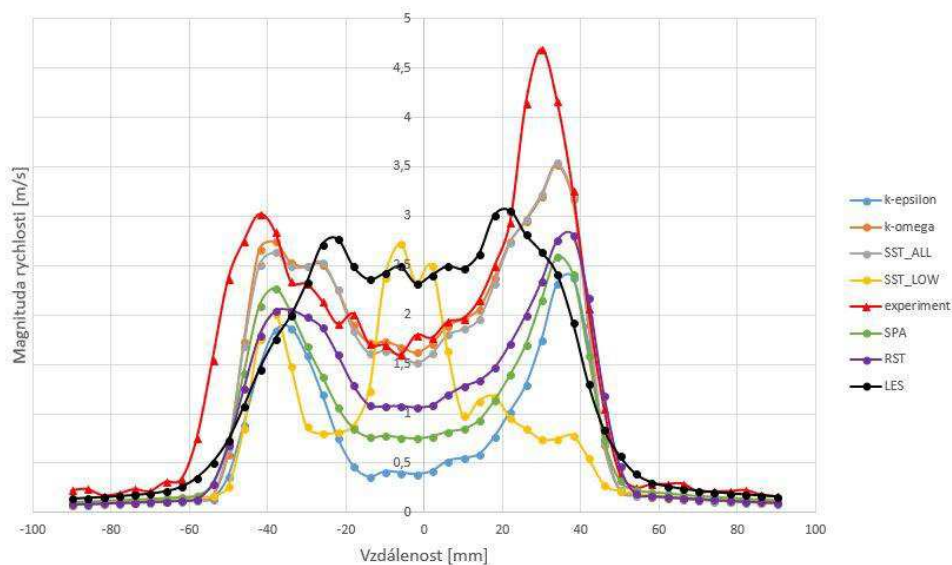
Obr. 11.6 Pokles osové rychlosti proudění ve volném prostoru



Obr. 11.7 Pokles osové rychlosti pro variantu s obestavěním

11.3 Rychlostní profily

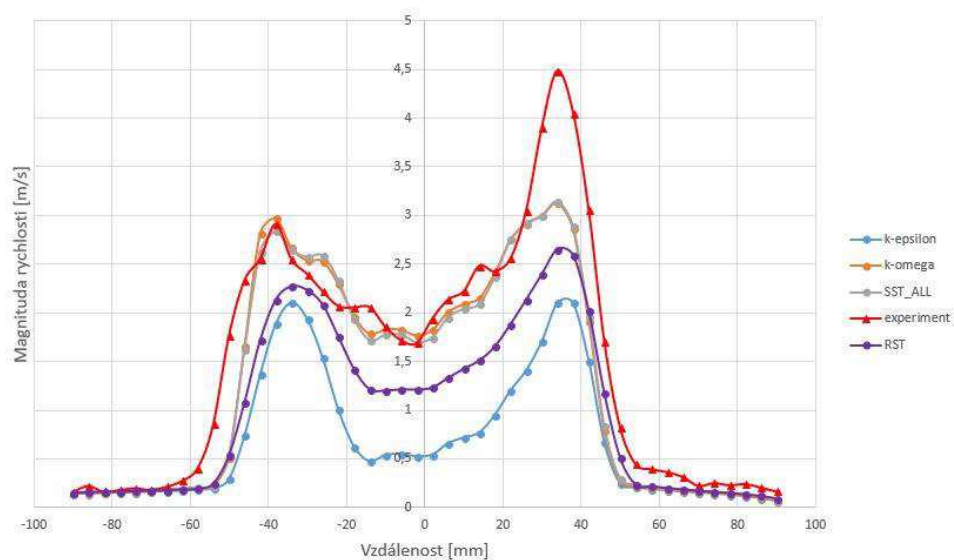
Častým způsobem porovnání rychlostních polí je vykreslení rychlostních profilů. Níže jsou uvedeny shodně dva rychlostní profily pro volný proud (obr. 11.8 a **obr. 11.10**) a dva pro variantu s obestavěním (obr. 11.9 a obr. 11.11).



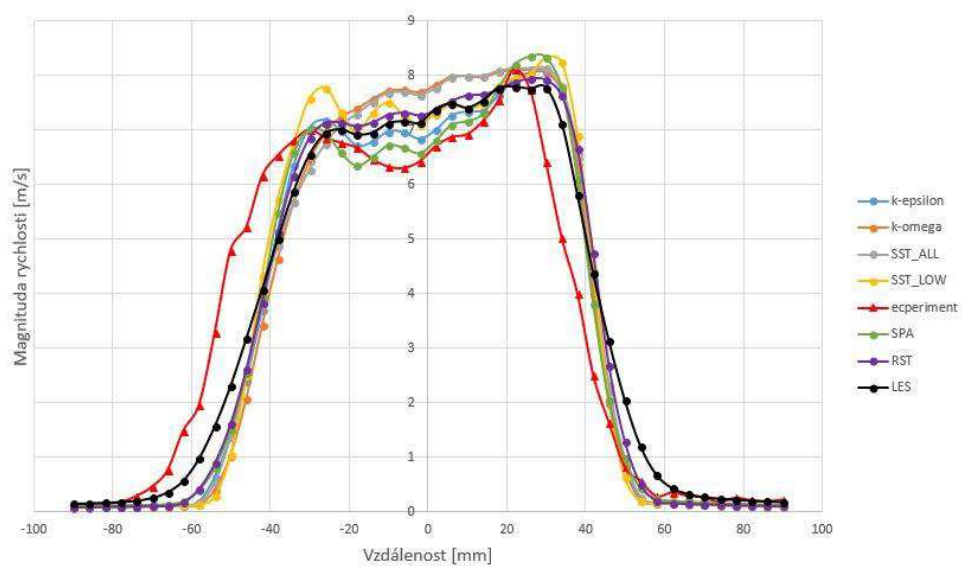
Obr. 11.8 Rychlostní profil volného proudu – rovina K20, $z = 38$ mm

Na obr. 11.8 jsou vykresleny rychlostní profily ve vertikální rovině 20 mm od počátku souřadného systému ve výšce 38 mm nad spodní hranou vyústky. Maximum rychlosti určené z experimentu leží na pravé straně, což je důsledkem přítomnosti kolene ve vzduchovodu před vyústkou. Dále lze konstatovat, že plocha pod křivkou určenou experimentem, což značí objemový tok, je větší než v ostatních případech.

Lze říci, že model turbulence Low y^+ nesprávně lokalizoval maximum proudu a tvar rychlostního profilu není v souladu s rychlostním profilem z experimentu. Modely $k-\epsilon$, RST a Spalart-Allmaras výrazně podhodnotily rychlosti v úplavu. Pro tento rychlostní profil vykazují nejlepší shodu s experimentem modely $k-\omega$ a All y^+ , které mají téměř totožné výsledky. Metoda LES naopak ve středu vykreslované oblasti mírně nahodnotila rychlosti proudění.



Obr. 11.9 Rychlostní profil varianty s obestavěním – rovina S20, $z = 38$ mm

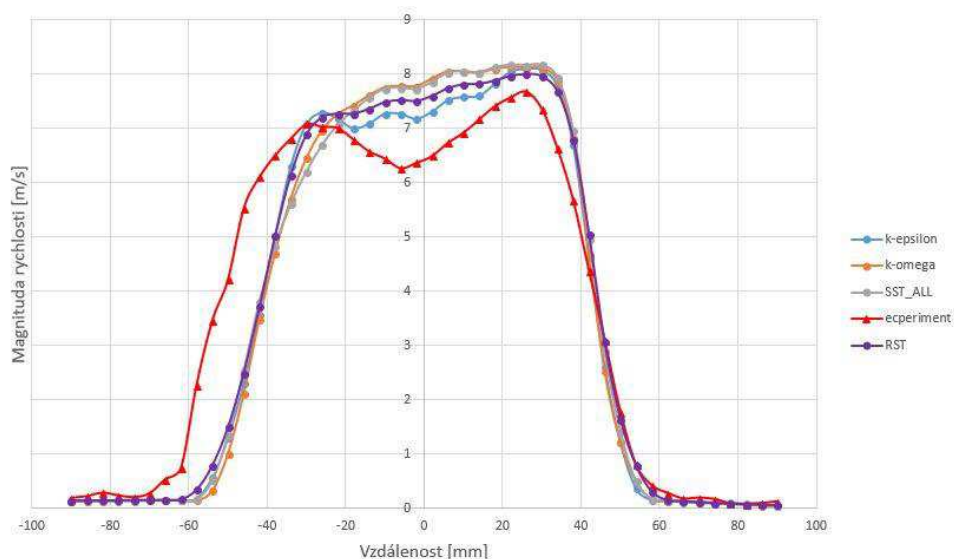


Obr. 11.10 Rychlostní profil volného proudu – rovina S40, $z = 22$ mm

Na obr. 11.9 jsou zobrazeny stejně umístěné rychlostní profily jako na obr. 11.8 – tentokrát pro variantu s obestavěním. Průběh rychlosti je velmi podobný. Modely turbulence RST a k- ϵ výrazně podhodnotily velikost rychlosti v celé vykreslené oblasti. Modely turbulence Low y+, Spalart-Allmaras a LES zde nebyly použity z různých důvodů.

Z rychlostního profilu zobrazených na **obr. 11.10** je opět maximum rychlosti na pravé straně. Pokles rychlostí ve středu vyústky zde není tak patrný jako v předchozím případě. Dále je z obrázku patrné, že největší shodu s experimentem poskytl Spalart-Allmaras, uspokojivé výsledky dávají i k- ϵ , LES a RST. Naopak modely, které se v prvním rychlostním profilu jevily jako nejpřesnější, tentokrát v ose symetrie vyústky nedostatečně kopírují tvar rychlostního profilu z experimentu.

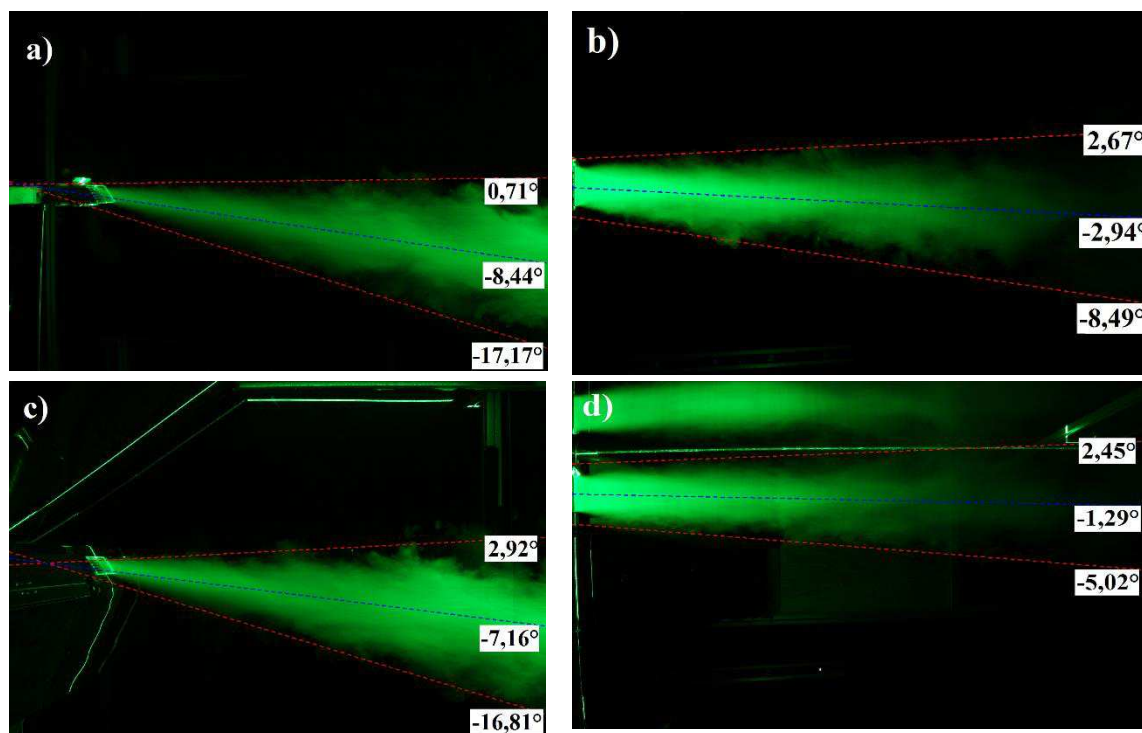
U rychlostního profilu zobrazeného na obr. 11.11 žádný použitý turbulentní model nekopíruje mírný pokles rychlosti v ose symetrie vyústky. Nutno říci, že zde nebyl použit model turbulence Spalart-Allmaras, který se při variantě volného proudění ve stejně lokalizovaném rychlostním profilu jevil velmi dobře.



Obr. 11.11 Rychlostní profil varianty s obestavěním – rovina S40, $z = 22 \text{ mm}$

11.4 Porovnání výsledků s kouřovou vizualizací

Molčan se ve své práci [38] zabýval při stejném nastavení experimentální tratě metodou kouřové vizualizace. Výsledky experimentu, které vyhodnocoval prostřednictvím programu Interfer, jsou zobrazeny na obr. 11.12. Srovnání dat naměřených v rámci obou experimentů je uvedeno v tab. 11.5 a tab. 11.6.



Obr. 11.12 Vyhodnocení úhlů směřování [38]

- a) Volný proud – vertikální rovina
- b) Volný proud – horizontální rovina
- c) Obestavění – vertikální rovina
- d) Obestavění – horizontální rovina

Tab. 11.5 Úhly směřování pro obě varianty – horizontální rovina

Zdroj dat	$+\alpha$ [°]	$-\alpha$ [°]	δ [°]	ω [°]	θ [°]
CTA – Volný proud	2,21	-11,46	13,67	-4,63	-8,32
Vizualizace – Volný proud	2,67	-8,49	11,16	-2,94	–
CTA – obestavění	5,50	-7,59	13,09	-1,05	-5,18
Vizualizace – Obestavění	2,45	-5,02	7,47	-1,29	–

Tab. 11.6 Úhly směřování pro obě varianty – vertikální rovina

Zdroj dat	+β [°]	-β [°]	γ [°]	Φ [°]	ψ [°]
CTA – Volný proud	-2,54	-20,67	23,21	-9,07	-10,26
Vizualizace – Volný proud	0,71	-17,17	17,88	-8,44	–
CTA – obestavění	-0,50	-19,62	20,12	-9,56	-10,59
Vizualizace – Obestavění	2,92	-16,81	19,73	-7,16	–

V horizontální rovině je u volného proudu vidět velmi dobrá shoda horního okraje. Odchylka určení spodního okraje je 3°. Osa proudu určená metodou CTA má přibližně o 1,5° větší sklon. Ve vertikální rovině se úhly horního okraje liší o 2°, spodního okraje poté o více jak 3°. Rozdíl úhlů sklonu osy proudu je 0,5°.

Varianta s obestavěním má pro určení všech okrajových úhlů proudu odchylku v rozmezí 2,5–3°. Odchylka mezi úhly os proudu je v horizontální rovině 4°, pro vertikální rovinu je to 1°.

Je-li skutečná osa proudu totožná s osou určenou proložením maximálních rychlostní naměřených metodou CTA, lze říci, že při určování osy proudu metodou kouřové vizualizace dochází v horizontální rovině ke značným odchylkám. Pro volný proud je tato odchylka větší jak 5°. Při variantě s obestavěním je rozdíl mezi sklonem os přibližně 4°.

Ve vertikální rovině jsou odchylky při určení sklonu osy podstatně menší. U volného proudu je odchylka menší jak 2° a u obestavění je tato hodnota přibližně 3°.

12 Závěr

Cílem závěrečné práce bylo detailně změřit rychlostní pole za automobilovou vyústkou pro variantu proudění ve volném prostoru a s obestavěním. Dále byl stanoven cíl vyhodnotit naměřená data tak, aby umožnila srovnání s numerickou simulací.

Pro obě varianty bylo naměřeno celkem 72 vertikálních rovin v prostoru za vyústkou. Z naměřených dat byla vykreslena rychlostní pole a intenzita turbulence. Maximální rychlost pro volný proud a pro variantu s obestavěním je $11,0 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, resp. $10,2 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. Intenzita turbulence pak dosahuje maximální hodnoty 79 % pro volný proud a pro variantu s obestavěním je tato hodnota 75 %.

Šeda provedl obdobný experiment, ale srovnání výsledků měření bylo znemožněno volbou odlišné metodiky měření a jiným objemovým průtokem.

Autor této diplomové práce se také zabýval numerickými simulacemi. Byly použity různé metody modelování turbulence a různé druhy modelů turbulence. Před provedením samotné simulace se dalo předpokládat, že model turbulence $k-\varepsilon$ bude vykazovat z RANS modelů největší shodu s experimentem pro variantu volného proudění. Naopak nejvhodnějším modelem turbulence pro variantu s obestavěním dle teorie měl být model $k-\omega$. Jeho předností je řešení proudění v blízkosti stěny. Předpoklady pro poskytnutí přesných řešení měl i model All y^+ , který je kombinací modelů $k-\omega$ a $k-\varepsilon$. Další otázkou bylo, zda vysoké výpočetní nároky vícerovnicového RANS modelu turbulence RST a zejména metody Large Eddy Simulation přinesou výrazně přesnější výsledky.

Autor porovnal získaná data z experimentu a numerické simulace, a to hned několika způsoby. Porovnání dat na základě úhlů směřování ukázalo, že nelze určit model turbulence, který by byl nejspolehlivější a poskytoval nejpresnější výsledky v obou rovinách. Přesto lze konstatovat, že dobrou shodu rychlostních polí pro volný proud poskytovaly modely turbulence $k-\varepsilon$, RST a Spalart-Allmaras, který přes svoji jednoduchost poskytl překvapivě přesné výsledky.

Metoda Large Eddy Simulation nepřinesla podstatně přesnější výsledky s ohledem na výpočetní a časovou náročnost. To může být způsobeno nepřesným definováním okrajových podmínek, na které je tato metoda citlivá. Jako další krok validace výsledků se nabízí porovnání turbulentních veličin, zde by měla mít metoda LES nezastupitelnou úlohu, jelikož turbulence je řešena přímým výpočtem oproti metodám RANS, které turbulenci modelují.

Pro variantu s obestavěním se nepotvrdil předpoklad pro modely $k-\omega$ a All y^+ , neboť i zde poskytl nejpresnější výsledky model $k-\varepsilon$. Autor doporučuje v další fázi výzkumu rychlostních polí za automobilovou vyústkou provést numerickou simulaci varianty s obestavěním za použití modelu turbulence Spalart-Allmaras.

Z rychlostních profilů je patrné, že modely $k-\omega$ a All y^+ mají velmi podobný průběh, to lze zdůvodnit tím, že u modelu All y^+ nebyla splněna podmínka pro přepnutí na model turbulence $k-\varepsilon$. V případě prvního vykresleného rychlostního profilu nejpresněji určili schodu s experimentem právě modely turbulence $k-\omega$ a All y^+ . Model $k-\varepsilon$ výrazně podhodnotil rychlost ve středu vyústky. Ve druhém rychlostním profilu naopak modely $k-\omega$ a All y^+ přinesly nejmenší shodu rychlostního profilu s experimentem. Nejpresnější výsledky v tomto případě poskytují Spalart-Allmaras, $k-\varepsilon$, LES a RST v uvedeném pořadí.

Při porovnání úhlů směřování získaných termoanemometrickou sondou a kouřovou vizualizací jsou k vidění určité rozdíly. To může být vysvětleno hned několika faktory. U kouřové metody není vyhodnocovaná rovina osou symetrie vyústky. Při této metodě je snaha světelným nožem osvětlit střed proudu, avšak vlivem kolena a mírné neizotermnosti proudu není jeho osa shodná s osou vyústky. Princip vyhodnocování obou metod je principiálně odlišný. Podstata určení okraje z dat naměřených metodou CTA spočívá v nalezení a následném proložení bodů o velikosti 10 % z osových rychlostí. Podstata vyhodnocování snímků pořízených při kouřové vizualizaci je v porovnání jasu fotografií.

Analýza výsledků ukázala rozdíly při porovnání osy proudu určené metodou kouřové vizualizace a osy proudu určené proložením maximálních rychlostí naměřených metodou CTA. Maximální odchylka pro horizontální rovinu je 5° a pro vertikální rovinu je tato hodnota přibližně 3° .

Metoda kouřové vizualizace je velmi jednoduchá a rychlá metoda, která nám poskytuje základní informace o směřování proudu s dostačující přesností. Metoda CTA nám poskytuje velice přesný kvantitativní popis proudění. Tato metoda je však o poznání složitější a časově náročnější. Výhodné je použití obou metod, jelikož jsou komplementární. Metoda CTA je velmi vhodná pro validaci výsledků numerické simulace.

Seznam použitých zdrojů

- [1] BRDIČKA, M., SAMEK, L., SOPKO, B. *Mechanika kontinua*. Vyd. 4., r. Praha: Academia, 2011. ISBN 978-80-200-2039-0.
- [2] JANOTKOVÁ, E. *Technika prostředí*. 1. vydání. Brno: Rektorát Vysokého technického v Brně, 1991. ISBN 80-214-0258-X.
- [3] GOODFELLOW, H., TAHTI, E. *Industrial Ventilation Design Guidebook*. San Diego: Academic Press, 2001. ISBN 0122896769.
- [4] NOSKIEVIČ, J. *Mechanika tekutin*. 1. vydání. Praha: Nakladatelství technické literatury, 1987.
- [5] URUBA, V. *Turbulence*. 2. vydání. Praha: Česká technika - nakladatelství ČVUT, 2014. ISBN 978-80-01-05600-4.
- [6] JANALÍK, J., ŠTÁVA, P., FAKULTA, V. Š. B.-T. U. O. S. *Mechanika tekutin*. Edition ed.: Vysoká škola báňská-Technická univerzita Ostrava, 2002. ISBN 9788024800387.
- [7] Wikipedia contributors [online]. *Turbulence*. 2018, May 2, [May 16, 2018]. In Wikipedia, The Free Encyclopedia: <https://en.wikipedia.org/wiki/Turbulence>.
- [8] VOLAVÝ, J. *Řešení turbulentního dvoufázového proudění metodou Large Eddy Simulation*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, 2013. 98 s. Vedoucí dizertační práce prof. Miroslav Jícha, CSc.
- [9] DANTEC DYNAMICS A/S. *Measurement Principles of LDA* [online]. [vid. 2017-11-23]. Dostupné z: <https://www.dantecdynamics.com/measurement-principles-of-lda>
- [10] MALÍK, M., PRIMAS, J. *Anemometrické metody – učební text*. 2011.
- [11] PAVELEK, M., ŠTĚTINA, J. *Experimentální metody v technice prostředí*. Brno: Akademické nakladatelství CERM, 2007. 215 s. ISBN 978-80-214-3426-4
- [12] DANTEC DYNAMICS A/S. *Measurement Principles of PDA* [online]. [vid. 2017-11-23]. Dostupné z: <https://www.dantecdynamics.com/measurement-principles-of-pda>
- [13] ĎURDINA, L. *Measurement of Spray Characteristics Using Optical Measurement Methods*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, 2012. 81 s. Vedoucí diplomové práce Ing. Jan Jedelský, Ph.D.
- [14] DANTEC DYNAMICS A/S. *Measurement Principles of PIV* [online]. [vid. 2017-11-23]. Dostupné z: <https://www.dantecdynamics.com/measurement-principles-of-piv>
- [15] DANTEC DYNAMICS A/S. *Measurement Principles of CTA* [online]. [vid. 2018-01-08]. Dostupné z: <https://www.dantecdynamics.com/measurement-principles-of-cta>
- [16] JØRGENSEN, F. *How to measure turbulence with hot-wire anemometers: a practical guide*. 1st edition. [s.l.]: Dantec Dynamics A/S, 2001. 56 s. Dostupný z WWW: <<http://www.dantecdynamics.com>>.
- [17] BRUUN, H. H. *Hot-Wire Anemometry: Principles and Signal Analysis*. Oxford: Oxford University Press, 1996. ISBN 0-19-856342-6.
- [18] LÍZAL, F. *Větrání kabiny vozidla – rychlostní pole v okolí výustek přístrojové desky*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, 2006. 74 s. Vedoucí diplomové práce Ing. Jan Jedelský, Ph.D.
- [19] DANTEC DYNAMICS. *Probes for Hot wire Anemometry* [online]. 2012. Dostupné z: <https://www.dantecdynamics.com/general-literature>
- [20] URUBA, Václav. *Anemometrie - žhavené senzory* [online]. [vid. 2018-01-05]. Dostupné z: <http://www.it.cas.cz/~uruba/docs/ZIE/HW.pdf>
- [21] Dantec Measurement Technology A/S. StreamLine/StreamWare: *Installation & User's guide*. 1st edition. [s.l.]: [s.n.], c2000. 3 sv.
- [22] Lízal, F., Pech, O., Jedelský, J., Tuhovčák, J., Jícha, M.: *The automotive ventilation test case: investigation of the velocity field downstream of a benchmark vent using*

- smoke visualization and hot-wire anemometry*. Proc. IMechE Part D, Journal of automobile engineering, 2018, in print.
- [23] YANG, J. H., KATO, S., NAGANO, H. *Measurement of Airflow of Air-Conditioning in a Car with PIV*. Journal of Visualization. 2009; 12: 119-30.
- [24] LEE, J. P., KIM, H. L., LEE, S. J. *Large-scale PIV measurements of ventilation flow inside the passenger compartment of a real car*. Journal of Visualization. 2011; 14: 321-9.
- [25] HERWIG, H., KLEMP, K., SCHMUCKER, A., CURRLE, J. *Ventilation of passenger car cabins: Comparison of experimental data and numerical calculations*. Forschung Im Ingenieurwesen-Engineering Research. 1996; 62: 161-7.
- [26] ISHIHARA, Y., HARA, J., SAKAMOTO, H., KAMEMOTO, K., OKAMOTO, H. *Determination of Flow Velocity Distribution in a Vehicle Interior Using a Visualization and Computation Techniques*. 1991.
- [27] LÍZAL, F., JEDELSKÝ, J., JÍCHA, M., HAPALA, R. *Rychlostní pole v okolí vyústky pro odmrazování a odmlžování čelního skla osobního automobilu*. Vytápění, větrání, instalace, 2016, roč. 25, č. 4, s. 190-196. ISSN: 1210-1389.
- [28] HAPALA, R. *Větrání kabiny osobního automobilu – výzkum charakteru proudění z rozmrazovací mřížky předního skla a účinnost tohoto systému*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, 2009. 70 s. Vedoucí diplomové práce Ing. František Lízal.
- [29] LEŽOVIČ, T. *Experimentální analýza proudu vzduchu z ofukovače osobního vozu s využitím žárového anemometru a návrh hodnocení kvality ofukovače*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, 2011. 90 s. Vedoucí diplomové práce Ing. František Lízal.
- [30] KRŠKA, L. *Experimentální analýza proudu vzduchu z vyústky přístrojové desky osobního vozu s využitím kouřové metody a návrh hodnocení kvality vyústky*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, 2011. 82 s. Vedoucí diplomové práce byl Ing. Jan Jedelský, Ph.D.
- [31] ŠEDA, L. *Analýza proudění z vyústky osobního vozu s využitím termoanemometrické sondy: Diplomová práce*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, 2008. 72 s., 5 příloh. Vedoucí práce Ing. František Lízal, Ph.D.
- [32] CALETKA, P. *Hodnocení funkčnosti větrací vyústky pro kabinu osobního vozu*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, 2014. 66 s. Vedoucí bakalářské práce doc. Ing. Jan Jedelský, Ph.D.
- [33] CALETKA, P. *Posouzení funkčnosti různých modifikací větrací vyústky pro kabinu osobního vozu*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, 2016. 88 s. Vedoucí diplomové práce doc. Ing. Jan Jedelský, Ph.D.
- [34] CHYSKÝ, J., HEMZAL, K., a kol. *Větrání a klimatizace: Technický průvodce*. 3. přeprac. vyd. Praha: Bolit - B press Brno, 1993. 560 s. ISBN 80-901574-0-8.
- [35] PALENČÁR, R., VDOLEČEK, F., HALAJ, M. *Nejistoty měření I: Vyjadřování nejistot*. Automa, 2001, 7(7-8), 50-54.
- [36] VLČEK, P. *Modelování turbulentního proudění*. 2013. [37] BLEJCHAŘ, T. *Turbulence - Modelování Proudění - CFX*. 2010. ISBN 978-80-248-2606-6.
- [38] MOLČAN, F. *Vliv omezujících stěn na proudění z ventilační vyústky*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, 2018. 70 s. Vedoucí diplomové práce doc. Ing. Jan Jedelský, Ph.D.
- [39] CD-ADAPCO. *User guide: Star-CCM+ Version 10.04*

Seznam použitých symbolů a zkratek

<u>Symbol</u>	<u>Rozměr</u>	<u>Veličina</u>
A	$[-]$	kalibrační konstanta
A_i	$[-]$	faktor citlivosti
Ar_0	$[-]$	Archimédovo číslo
Ar_x	$[-]$	lokální Archimédovo číslo
B	$[-]$	kalibrační konstanta
C	$[-]$	Courantovo číslo
C_0, \dots, C_4	$[-]$	koeficienty kalibrační křivky
C_c	$[-]$	Cunninghamův korekční faktor
c_p	$[J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}]$	měrná tepelná kapacita
D	$[m]$	charakteristický rozměr
d	$[m]$	průměr
E	$[V]$	napětí
$E_{A/D}$	$[V]$	vstupní rozsah A/D převodníku
f	$[N]$	vnější objemová síla
f	$[Hz]$	frekvence
g	$[m \cdot s^{-2}]$	tíhové zrychlení
h	$[-]$	koeficient citlivosti
I	$[A]$	proud procházející žhaveným elementem
k	$[-]$	koeficienty citlivosti
k	$[m^2 \cdot s^{-2}]$	turbulentní kinetická energie
k_i	$[-]$	faktor pokrytí
L	$[m]$	délkové integrální měřítko
l_0	$[m]$	charakteristický rozměr vyústky
N	$[-]$	počet naměřených hodnot
n	$[bit]$	rozlišení měřicí karty
Nu	$[-]$	Nusseltovo číslo
P	$[W]$	příkon
P	$[Pa]$	tlak
P_0	$[Pa]$	referenční atmosférický tlak

\dot{Q}	[W]	tepelný tok
R	[Ω]	odpor
S	[m ²]	teplosměnná plocha žhaveného drátku
S_c	[m ²]	jmenovitý průřez vyústky
S_0	[m ²]	Průřez proudu z vyústky
STDV	[%]	standartní směrodatná odchylka
Stk	[–]	Stokesovo číslo
T	[K]	teplota
t	[s]	čas
Tu	[%]	intenzita turbulence
U	[m·s ⁻¹]	vektor rychlosti
u	[m·s ⁻¹]	rychlost ve směru osy x
u	[%]	relativní nejistota
X	[m]	osa X, souřadnice X
x	[–]	nezávislá proměnná
Y	[m]	osa Y, souřadnice Y
y	[–]	výstupní veličina
Z	[m]	osa Z, souřadnice Z

Řecké symboly

α	[W·m ² ·K ⁻¹]	součinitel přestupu tepla
α	[°]	úhel okraje proudu v horizontální rovině
β	[°]	úhel okraje proudu ve vertikální rovině
γ	[°]	úhel rozevření proudu ve vertikální rovině
δ	[°]	úhel rozevření proudu v horizontální rovině
ε	[m ² ·s ⁻³]	rychlost disipace turbulentní kinetické energie
η	[m]	Kolmogorovo měřítko
η_t	[Pa·s]	turbulentní viskozita
θ	[°]	úhel sklonu osy proudu v horizontální rovině určený z maximálních rychlostí
κ	[–]	poměr celkové plochy otvorů ku jmenovitému průřezu vyústky
λ	[m]	Taylorovo mikro-měřítko
λ	[W·m ⁻¹ ·K ⁻¹]	součinitel tepelné vodivosti

μ	$[\text{kg}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}]$	dynamická viskozita
ν	$[\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1}]$	kinematická viskozita
ξ	$[\circ]$	úhel změny sklonu sondy
ρ	$[\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}]$	hustota
τ	$[-]$	součinitel zúžení
τ_{ij}	$[\text{Pa}]$	Reynoldsova napětí
τ_t	$[\text{Pa}]$	turbulentní napětí
ϕ	$[\circ]$	úhel sklonu osy proudu ve vertikální rovině určený z rozevření
ψ	$[\circ]$	úhel sklonu osy proudu ve vertikální rovině určený z maximálních rychlostí
ω	$[\circ]$	úhel sklonu osy proudu v horizontální rovině určený z rozevření
∇	$[-]$	operátor nabla
ΔP_{wv}	$[\text{Pa}]$	změna parciálního tlaku vodních par
Δx	$[\text{m}]$	základní velikost buňky (base size)
Δt	$[\text{s}]$	časový krok

Indexy

cal	kalibrace
celk	celková hodnota
lin	linearizace
mean	časově střední hodnota
res	rozlišení
RMS	Root mean square
i	jednotkový vektor ve směru osy x
j	jednotkový vektor ve směru osy y
k	jednotkový vektor ve směru osy z

Zkratka	Význam
CCA	Metoda žhavených drátků na konstantní proud (z anglického Constant Current Anemometry)
CFD	Výpočtová mechanika tekutin (z anglického Computational Fluid Dynamics)
CTA	Metoda žhavených drátků na konstantní teplotu (z anglického Constant Temperature Anemometry)
DNS	Direct Numerical Simulation
HWA	Termoanemometrie (z anglického Hot-Wire Anemometry)
LDA	Laser Doppler Anemometry
LES	Large Eddy Simulation
N–S	Navier–Stokesovy rovnice
PDA	Phase Doppler Anemometry
PIV	Particle Image Velocimetry
RANS	Reynolds-averaged Navier–Stokes
RST	Reynolds stress model
SPIV	Stereoscopic Particle Image Velocimetry
VUT	Vysoké učení technické v Brně
WALE	Wall-Adapting Local-Eddy Viscosity

Seznam obrázků

Obr. 1.1 Schéma proudění volného izotermního zatopeného proudu z kruhové vyústky [2]	19
Obr. 1.2 Rychlostní profily [6]	20
Obr. 1.3 Stoupající dým ze svíčky – přechod laminárního proudění do turbulence [7]	21
Obr. 1.4 Energetická kaskáda. Převzato a upraveno z [8]	22
Obr. 2.1 Schéma metody LDA. Převzato a upraveno z [9]	25
Obr. 2.2 Schéma metody PDA. Převzato a upraveno z [12]	26
Obr. 2.3 Schéma metody PIV. Převzato a upraveno z [14]	27
Obr. 2.4 Schéma SPIV. Převzato a upraveno z [14]	28
Obr. 2.5 Rekonstrukce obrazu metody SPIV pomocí software firmy Dantec Dynamics. Převzato a upraveno z [14]	28
Obr. 3.1 Schématické zobrazení jednotlivých komponent měřicího systému CTA. Převzato a upraveno z [16]	29
Obr. 3.2 Schéma okruhu CTA [18]	30
Obr. 3.3 Rozdělení sond dle druhu senzoru [19]	32
Obr. 3.4 Rozdělení sond podle počtu drátků [19]	33
Obr. 3.5 Různé konstrukční úpravy sond [19]	33
Obr. 3.6 Závislost napětí na rychlosti proudění při aplikaci žhavených sond [20]	36
Obr. 3.7 Kalibrační jednotka	36
Obr. 3.8 Kalibrační křivky třídrátkové sondy	37
Obr. 3.9 Rozložení rychlosti do jednotlivých složek [16]	37
Obr. 3.10 Křivky směrové kalibrace [21]	38
Obr. 5.1 Schéma experimentálního zařízení	41
Obr. 6.1 Jednotlivé druhy přívodních kanálů [22]	43
Obr. 6.2 Měřicí trať s obestavěním (stěny obestavění byly kvůli své průhlednosti zvýrazněny ve fotografickém editoru)	43
Obr. 6.3 Definice souřadného systému	44
Obr. 6.4 Schéma měřených rovin	45
Obr. 7.1 Grafická závislost relativní nejistoty rychlosti	52
Obr. 8.1 Výsledky řešení N-S dle jednotlivých metod [5]	54
Obr. 8.2 Přehled turbulentních modelů založených na Boussinesquově hypotéze. Převzato a upraveno z [37]	56
Obr. 9.1 Model vyústky	57
Obr. 9.2 Geometrie vyústky s obestavěním	58
Obr. 9.3 Povrchová síť	58
Obr. 9.4 Detail objemové sítě – horizontální řez v oblastí lamel	59
Obr. 9.5 Definice okrajových podmínek a) Inlet	60
Obr. 9.6 Výpočetní síť pro metodu LES	61
Obr. 9.7 Test nezávislosti sítě – volný proud	62
Obr. 9.8 Test nezávislosti sítě – obestavění	62
Obr. 10.1 Výsledky měření metodou CTA pro variantu volného proudu	64

Obr. 10.2 Výsledky měření metodou CTA pro variantu s obestavěním.....	65
Obr. 10.3 LES – rychlostní pole, vertikální rovina (okamžité hodnoty).....	65
Obr. 10.4 LES – rychlostní pole, horizontální rovina (okamžité hodnoty).....	66
Obr. 11.1 Úhly směřování proudu [22].....	67
Obr. 11.2 Úhly směřování volného proudu – horizontální rovina.....	69
Obr. 11.3 Úhly směřování volného proudu – vertikální rovina.....	70
Obr. 11.4 Úhly směřování pro variantu s obestavěním – horizontální rovina.....	72
Obr. 11.5 Úhly směřování pro variantu s obestavěním – vertikální rovina.....	73
Obr. 11.6 Pokles osově rychlosti proudění ve volném prostoru.....	74
Obr. 11.7 Pokles osově rychlosti pro variantu s obestavěním.....	75
Obr. 11.8 Rychlostní profil volného proudu – rovina K20, $z = 38\text{ mm}$	76
Obr. 11.9 Rychlostní profil varianty s obestavěním – rovina S20, $z = 38\text{ mm}$	77
Obr. 11.10 Rychlostní profil volného proudu – rovina S40, $z = 22\text{ mm}$	77
Obr. 11.11 Rychlostní profil varianty s obestavěním – rovina S40, $z = 22\text{ mm}$	78
Obr. 11.12 Vyhodnocení úhlů směřování [38].....	79
Obr. B. 1 Detail sítě.....	97
Obr. B. 2 Detail sítě – vertikální řez v oblasti lamel.....	97
Obr. B. 3 Ukázka zjemnění sítě v oblasti clony.....	98
Obr. C. 1 Výsledky numerické simulace jednotlivých modelů turbulence pro volný proud – horizontální rovina.....	99
Obr. C. 2 Výsledky numerické simulace jednotlivých modelů turbulence pro volný proud – vertikální rovina.....	100
Obr. C. 3 Výsledky numerické simulace jednotlivých modelů turbulence pro obestavění – horizontální rovina.....	101
Obr. C. 4 Výsledky numerické simulace jednotlivých modelů turbulence pro obestavění – vertikální rovina.....	101
Obr. C. 5 Ukázka okamžitých rychlostních polí získané metodou Large Eddy Simulation – horizontální rovina.....	102
Obr. C. 6 Ukázka okamžitých rychlostních polí získané metodou Large Eddy Simulation – vertikální rovina.....	103

Seznam tabulek

Tab. 3.1 Fyzikální vlastnosti vybraných materiálů [19]	32
Tab. 3.2 Přehled vlastností jednotlivých druhů senzorů vyrobených z niklu [19]	34
Tab. 7.1 Výpočet relativní nejistoty pro $10 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$	50
Tab. 7.2 Výpočet relativní nejistoty měření pro rozsah rychlostí $1\text{--}20 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$	51
Tab. 11.1 Úhly směřování volného proudu pro horizontální rovinu	68
Tab. 11.2 Úhly směřování volného proudu pro vertikální rovinu	68
Tab. 11.3 Úhly směřování obestavěného proudu pro horizontální rovinu	71
Tab. 11.4 Úhly směřování obestavěného proudu pro vertikální rovinu	71
Tab. 11.5 Úhly směřování pro obě varianty – horizontální rovina	79
Tab. 11.6 Úhly směřování pro obě varianty – vertikální rovina	80
Tab. A. 1 Přehled měřených rovin pro variantu volného proudu	95
Tab. A. 2 Přehled měřených rovin pro variantu s obestavěním	96

Přílohy

Příloha A

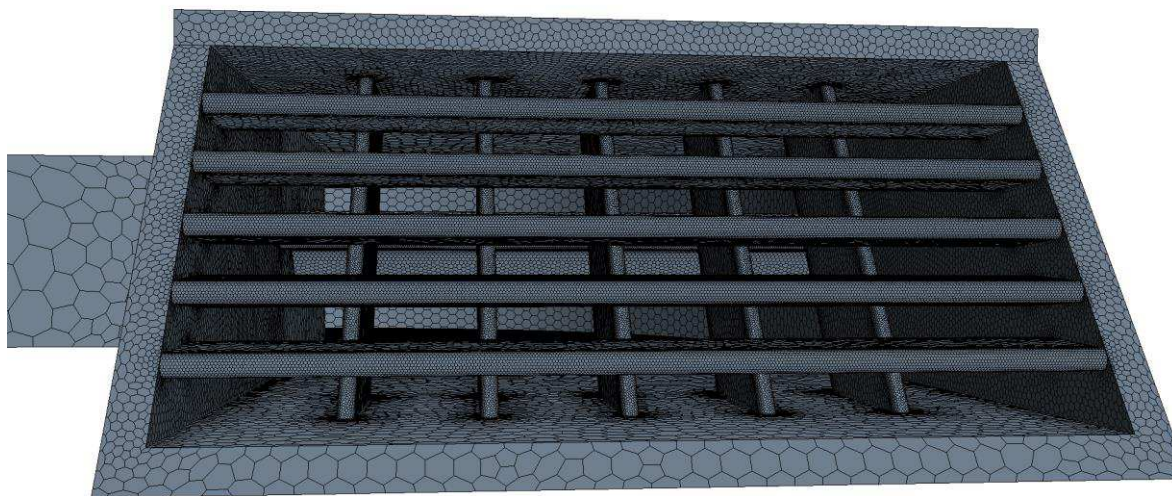
Tab. A. 1 Přehled měřených rovin pro variantu volného proudu

X [mm]	Y [mm]	Z [mm]	krok_Y	počet_Y	krok_Z	počet_Z	Počet bodů
0	(-90;90)	(-90;90)	4	46	4	46	2116
10	(-90;90)	(-90;90)	4	46	4	46	2116
20	(-90;90)	(-90;90)	4	46	4	46	2116
30	(-90;90)	(-90;90)	4	46	4	46	2116
40	(-90;90)	(-90;90)	4	46	4	46	2116
50	(-90;90)	(-90;90)	4	46	4	46	2116
60	(-90;90)	(-90;90)	4	46	4	46	2116
70	(-90;90)	(-90;90)	4	46	4	46	2116
80	(-90;90)	(-90;90)	4	46	4	46	2116
90	(-90;90)	(-90;90)	4	46	4	46	2116
100	(-90;90)	(-90;90)	4	46	4	46	2116
110	(-90;90)	(-90;90)	4	46	4	46	2116
120	(-90;90)	(-90;90)	4	46	4	46	2116
130	(-90;90)	(-90;90)	4	46	4	46	2116
140	(-90;90)	(-90;90)	4	46	4	46	2116
150	(-110;90)	(-100;90)	5	41	5	39	1599
160	(-110;90)	(-100;90)	5	41	5	39	1599
170	(-110;90)	(-100;90)	5	41	5	39	1599
180	(-110;90)	(-100;90)	5	41	5	39	1599
190	(-110;90)	(-100;90)	5	41	5	39	1599
200	(-120;90)	(-130;100)	5	43	5	47	2021
220	(-120;90)	(-130;100)	5	43	5	47	2021
240	(-120;90)	(-130;100)	5	43	5	47	2021
260	(-150;90)	(-200;101)	6	41	7	44	1804
280	(-150;90)	(-200;101)	6	41	7	44	1804
300	(-150;90)	(-200;101)	6	41	7	44	1804
320	(-150;90)	(-200;101)	6	41	7	44	1804
340	(-150;90)	(-200;101)	6	41	7	44	1804
360	(-150;90)	(-200;101)	6	41	7	44	1804
380	(-150;90)	(-200;101)	6	41	7	44	1804
400	(-150;90)	(-200;101)	6	41	7	44	1804
420	(-150;90)	(-200;101)	6	41	7	44	1804
440	(-150;90)	(-200;101)	6	41	7	44	1804
460	(-150;90)	(-200;101)	6	41	7	44	1804
480	(-150;90)	(-200;101)	6	41	7	44	1804
500	(-150;90)	(-200;101)	6	41	7	44	1804

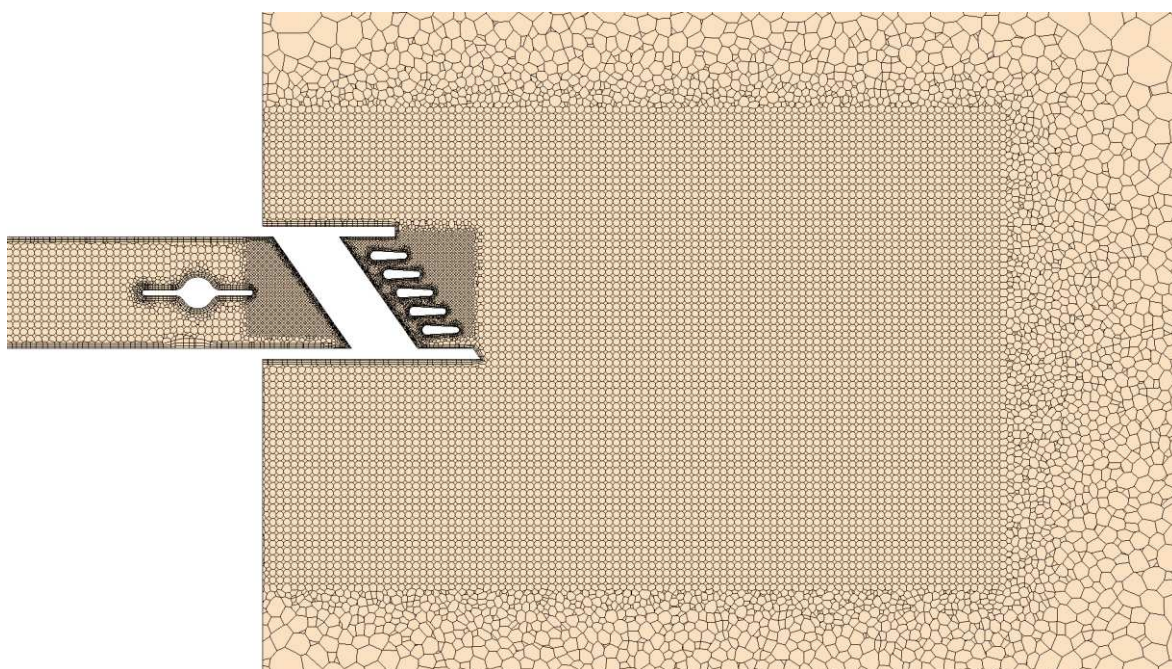
Tab. A. 2 Přehled měřených rovin pro variantu s obestavěním

X [mm]	Y [mm]	Z [mm]	krok_Y	počet_Y	krok_Z	počet_Z	Počet bodů
0	(-90;94)	(-20;92)	4	47	4	29	1363
10	(-90;94)	(-30;94)	4	47	4	32	1504
20	(-90;94)	(-90;94)	4	47	4	47	2209
30	(-90;94)	(-90;94)	4	47	4	47	2209
40	(-90;94)	(-90;94)	4	47	4	47	2209
50	(-90;94)	(-90;94)	4	47	4	47	2209
60	(-90;94)	(-90;94)	4	47	4	47	2209
70	(-90;94)	(-90;94)	4	47	4	47	2209
80	(-90;94)	(-90;94)	4	47	4	47	2209
90	(-90;94)	(-90;94)	4	47	4	47	2209
100	(-90;94)	(-90;94)	4	47	4	47	2209
110	(-90;94)	(-90;94)	4	47	4	47	2209
120	(-90;94)	(-90;94)	4	47	4	47	2209
130	(-90;94)	(-90;94)	4	47	4	47	2209
140	(-90;94)	(-90;94)	4	47	4	47	2209
150	(-110;95)	(-100;95)	5	42	5	40	1680
170	(-110;95)	(-100;95)	5	42	5	40	1680
180	(-110;95)	(-100;95)	5	42	5	40	1680
190	(-110;95)	(-100;95)	5	42	5	40	1680
200	(-120;95)	(-130;100)	5	44	5	47	2068
220	(-120;95)	(-130;100)	5	44	5	47	2068
240	(-120;95)	(-130;100)	5	44	5	47	2068
260	(-150;95)	(-200;101)	7	36	7	44	1584
280	(-150;95)	(-200;101)	7	36	7	44	1584
300	(-150;95)	(-200;101)	7	36	7	44	1584
320	(-150;95)	(-200;101)	7	36	7	44	1584
340	(-150;95)	(-200;101)	7	36	7	44	1584
360	(-150;95)	(-200;101)	7	36	7	44	1584
380	(-150;95)	(-200;101)	7	36	7	44	1584
400	(-150;95)	(-200;101)	7	36	7	44	1584
420	(-150;95)	(-200;101)	7	36	7	44	1584
440	(-150;95)	(-200;101)	7	36	7	44	1584
460	(-150;95)	(-200;101)	7	36	7	44	1584
480	(-150;95)	(-200;101)	7	36	7	44	1584
500	(-150;95)	(-200;101)	7	36	7	44	1584

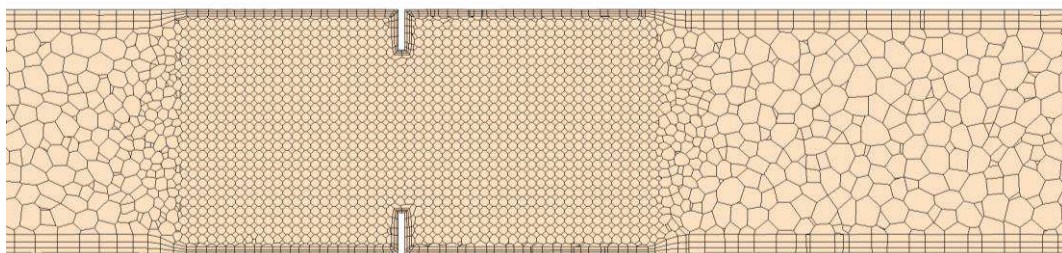
Příloha B



Obr. B. 1 Detail sítě

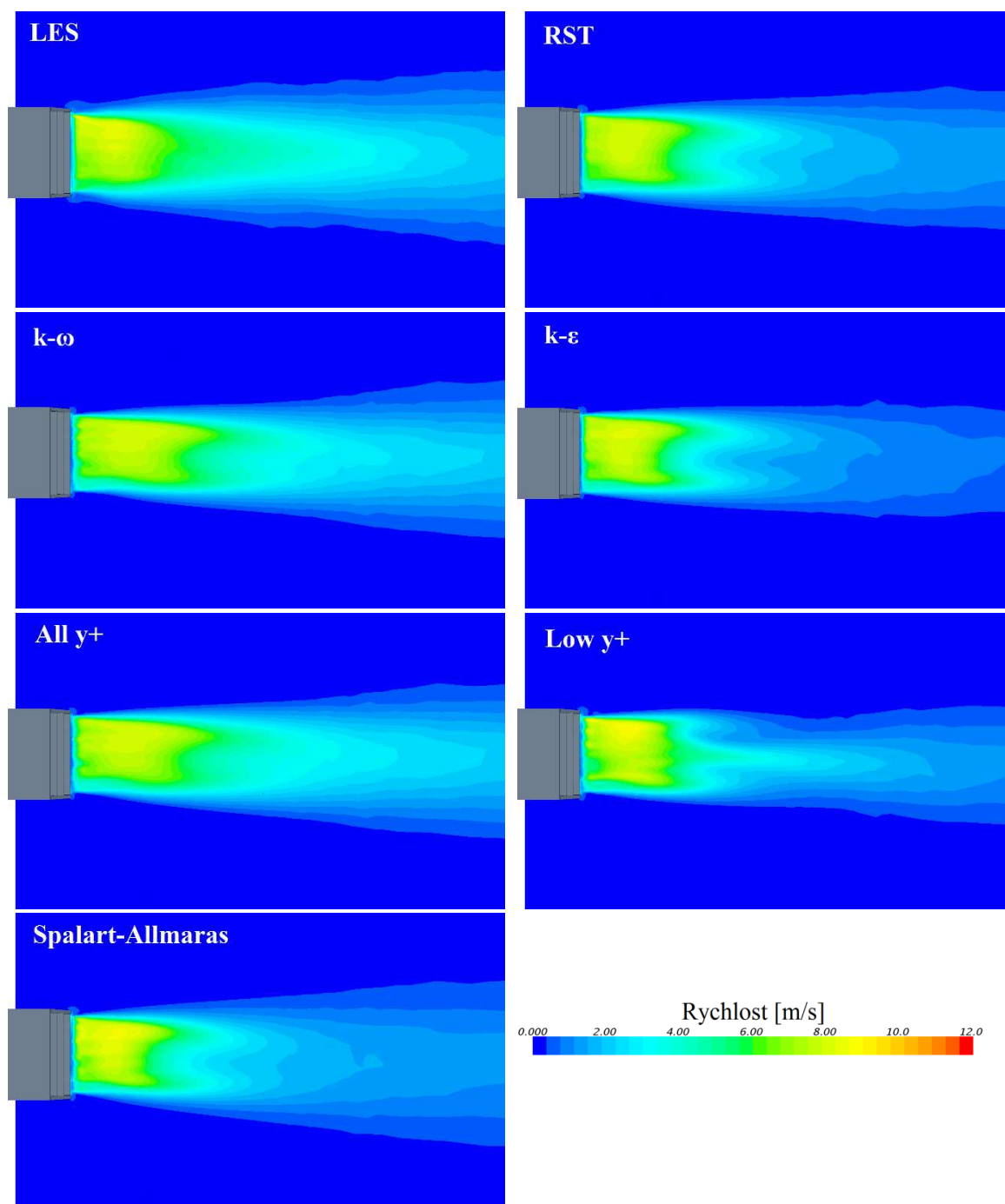


Obr. B. 2 Detail sítě – vertikální řez v oblasti lamel

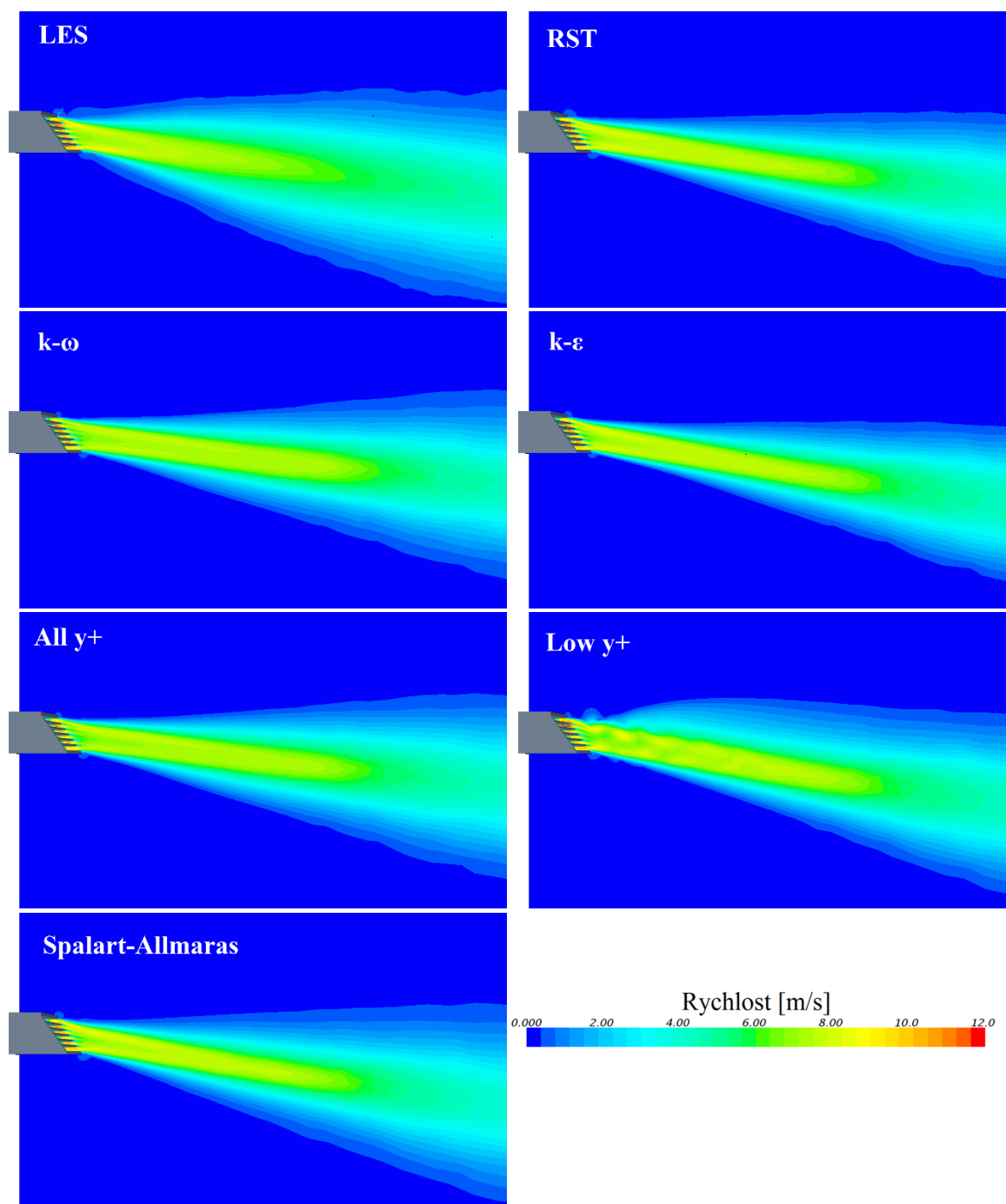


Obr. B. 3 Ukázka zjemnění sítě v oblasti clony

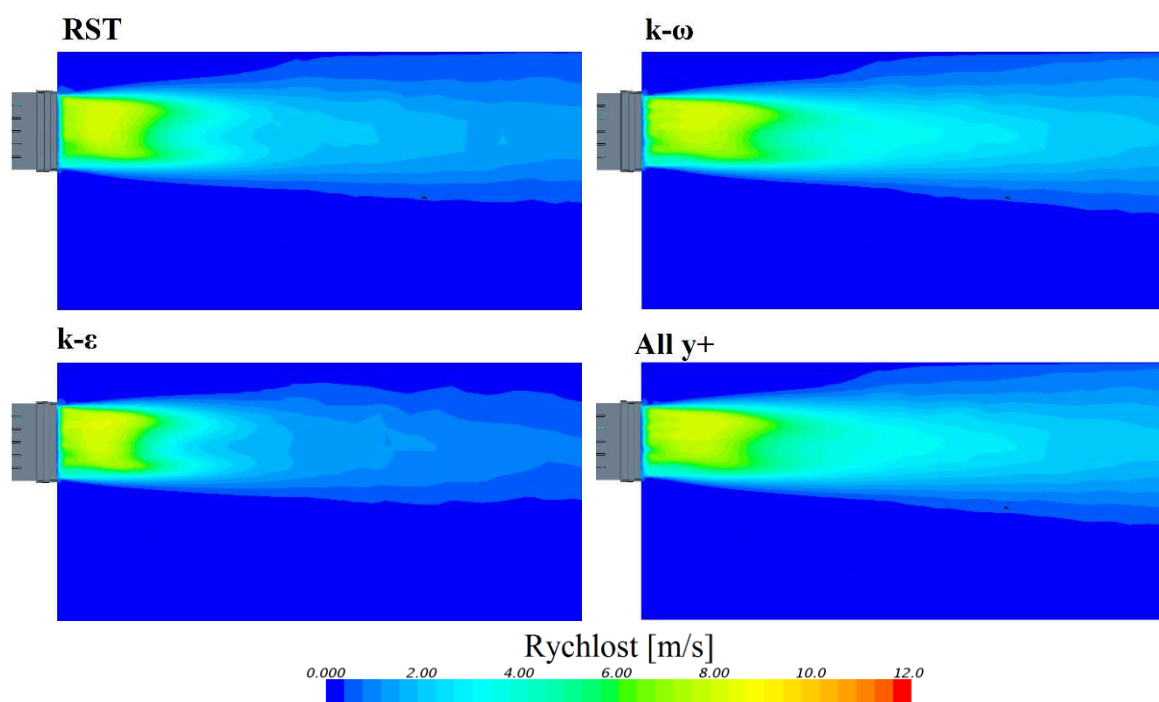
Příloha C



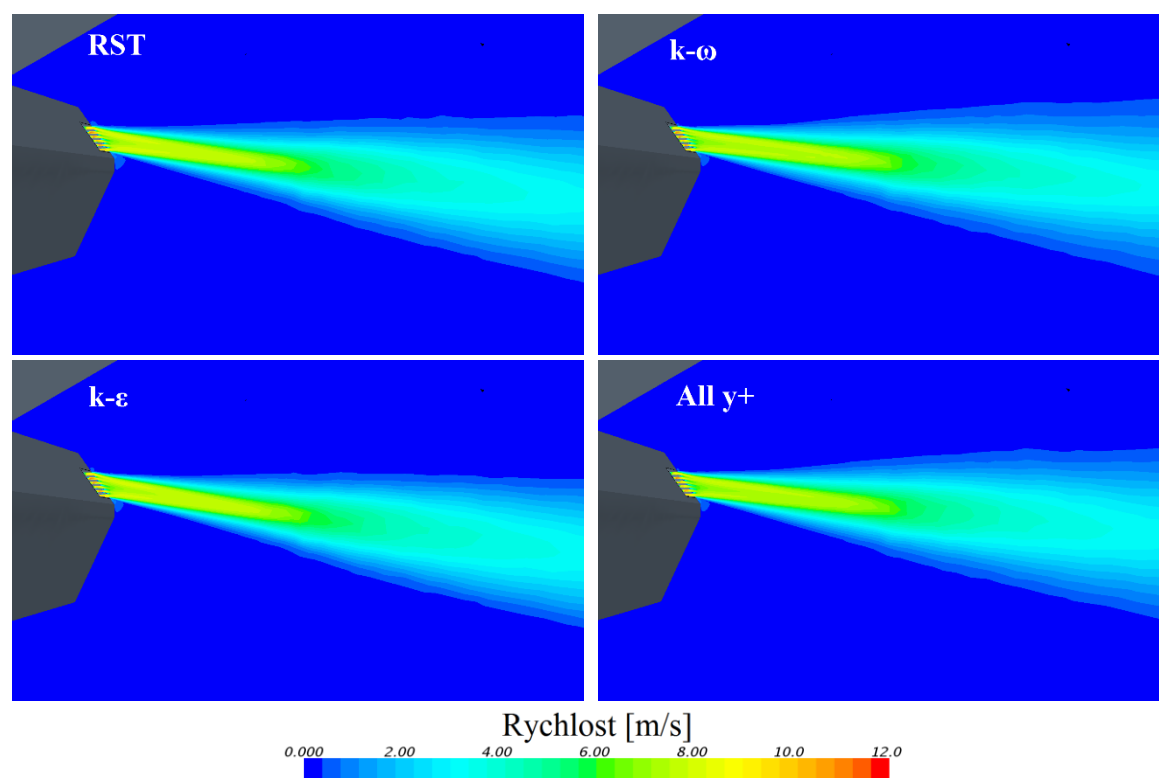
Obr. C. 1 Výsledky numerické simulace jednotlivých modelů turbulence pro volný proud – horizontální rovina



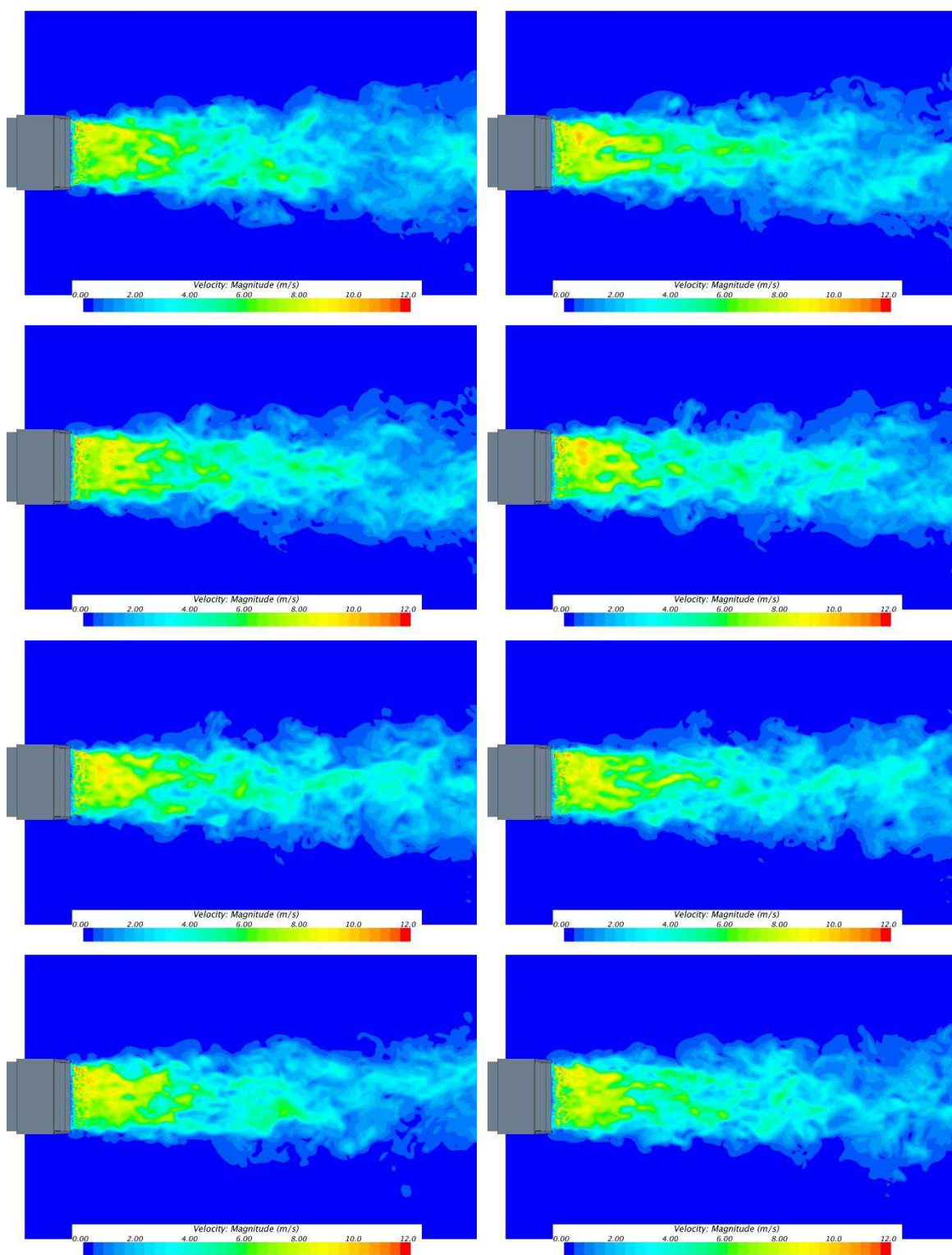
Obr. C. 2 Výsledky numerické simulace jednotlivých modelů turbulence pro volný proud – vertikální rovina



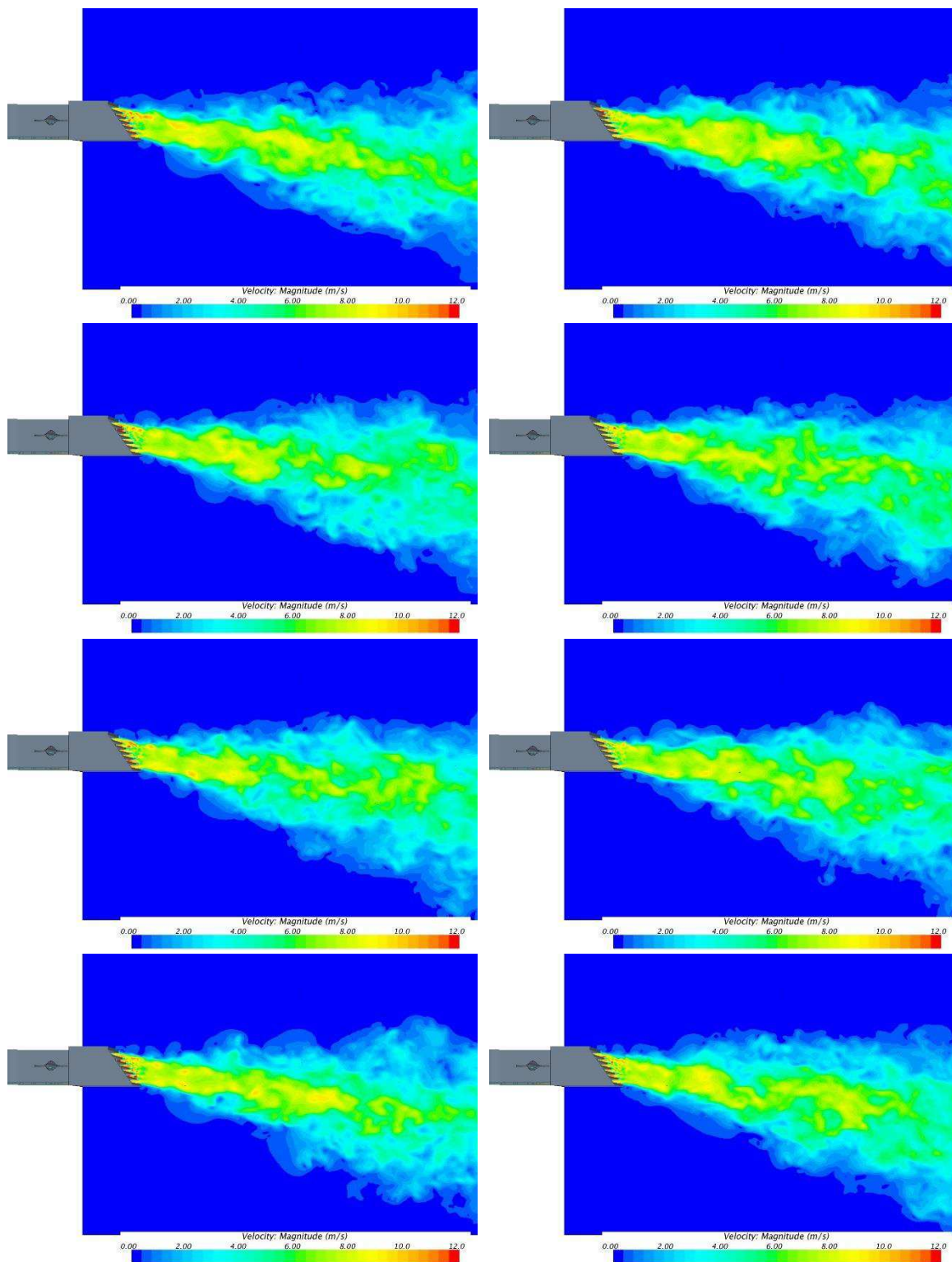
Obr. C. 3 Výsledky numerické simulace jednotlivých modelů turbulence pro obestavění – horizontální rovina



Obr. C. 4 Výsledky numerické simulace jednotlivých modelů turbulence pro obestavění – vertikální rovina



Obr. C. 5 Ukázka okamžitých rychlostních polí získané metodou Large Eddy Simulation – horizontální rovina



Obr. C. 6 Ukázka okamžitých rychlostních polí získané metodou Large Eddy Simulation – vertikální rovina